

154283

T.C  
TRAKYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KUANTUM TELİNDE SIĞ VERİCİ

OKAN AKANKAN

DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Tez yöneticisi:Doç.Dr. Ş.Erol OKAN

2004

EDİRNE



**KUANTUM TELİNDE SIĞ VERİCİ  
DOKTORA TEZİ**

**FİZİK ANABİLİM DALI  
OKAN AKANKAN**

**Tez yöneticisi:Doç. Dr. Ş.Erol OKAN**

**EDİRNE-2004**

T.C  
TRAKYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KUANTUM TELİNDE SIĞ VERİCİ

OKAN AKANKAN

DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

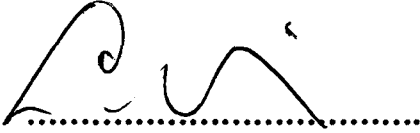
Bu tez 8 / 10 / 2004 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından kabul edilmiştir.



Doç. Dr. Ş.Erol OKAN  
(Danışman)



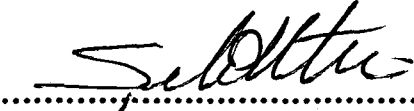
Prof. Dr. S.Askeri Baran  
(Üye)



Prof. Dr. K.Gediz AKDENİZ  
(Üye)



Doç. Dr. Taner TIMARCI  
(Üye)



Yrd. Doç. Dr. Şaban AKTAŞ  
(Üye)

## ÖZET

Bu çalışmada kuantum tellerine hapsedilen bir elektron incelenmiştir. Sonsuz kuantum teli içindeki elektrona manyetik alan ve üç boyutlu elektrik alanın etkisi yaklaşık çözüm yöntemi olan varyasyon yöntemi kullanılarak araştırılmıştır. İyonizasyon enerjisi ve polarizasyon, yabancı atom hesaba katılarak, elektrik alan, tel genişliği ve elektrik alan uygulama açısının fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Üç boyutlu elektrik alan için bulunan sonuçlar daha önce tel eksenine dik yönde uygulanan sonuçlardan farklıdır. Elektrik alanın tel eksenini üzerinde bileşeninin yabancı atomun iyonizasyonunda çok etkin olduğu ve polarizasyon arttıkça, iyonizasyon enerjisinin elektrik alanın eksen bileşeniyle hızla azaldığı görülmüştür.

## SUMMARY

In this study an electron confined in quantum well-wires is considered. The response of an electron to a three dimensional electric field and magnetic field in an infinite quantum well wire is investigated within a variational scheme. Taking in to account the impurity ion, ionization energy and polarization are calculated as a function of the electric field, wire width and the application angle of the electric field. It is found that the results for the spatial electric field differ from previous results found for the electric field applied in the direction perpendicular to the wire axis. The axial component of the electric field is very effective on the ionization and the ionization energy weakens rapidly with the axial component of the electric field as the polarization of the carrier distribution intensified.

## TEŐEKKÜR

Tez yöneticiliğimi üstlenerek doktora çalıŐmalarım süresince gerekli olan çalıŐma ortamını ve imkanlarını sağlayan her türlü yardımlarını esirgemeyen Katihal Fiziđi Anabilim Dalı BaŐkanı sayın hocam Doç. Dr. Ő. Erol OKAN'a teŐekkür ederim.

ÇalıŐmalarım esnasında aydınlatıcı bilgilerini ve manevi desteğini esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. Hasan AKBAŞ'a da teŐekkür etmekten mutluluk duyarım.

Bu alıŐma süresince ders aŐamasında emeği geçen Trakya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümü đretim üyelerine teŐekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

1.Giriş.....	1
2.a Sonsuz Kuantum Teli.....	3
2.b Sonsuz Kuantum Telinde Yabancı Atom.....	5
3. Sonsuz Kuantum Telinde Yabancı Atom ve Elektrik Alan Varlığında İyonizasyon Enerjisi.....	7
4. Sonsuz Kuantum Telinde Polarizasyon.....	19
5.a Sonsuz Kuantum Telinde Manyetik Alan.....	31
5.b Sonsuz Kuantum Telinde Manyetik Alan ve Elektrik Alan Varlığında İyonizasyon Enerjisi.....	33
6. Sonsuz Kuantum Telinde Manyetik Alan Etkisinde Polarizasyon.....	39
7. Sonuç ve Tartışma.....	47
Kaynaklar.....	51
Özgeçmiş.....	57

## SİMGELER

$m^*$	Elektronun etkin kütlesi
$a^*$	Etkin Bohr yarıçapı
$R^*$	Etkin Rydberg enerjisi
$a$	Minimizasyon sabiti
$b$	Minimizasyon sabiti
$\beta$	Minimizasyon sabiti
$\Psi$	Dalga fonksiyonu
$\epsilon_0$	Dielektrik sabiti
$E$	Enerji
$\eta$	Elektrik alan şiddeti
$\gamma$	Manyetik alan şiddeti
$\theta$	Elektrik alanın z eksenine yaptığı açı
$\varphi$	Elektrik alanın düzlemle yaptığı açı
$x_i$	Yabancı atom konumunun x eksen bileşeni
$y_i$	Yabancı atom konumunun y eksen bileşeni

## 1. GİRİŞ

Yarı iletkenlerde, kristal örgüsünde üç boyutlu olarak serbestçe hareket edebilen elektronların hareketlerinin bir veya daha fazla boyutta kısıtlanması ile kristallerin iletkenlik özelliklerinde çarpıcı değişimler meydana gelir. Bu tür oluşumlara düşük boyutlu yapılar adı verilir. Basit bir örnek olarak *AlAs* tabakalar arasında sıkıştırılmış *GaAs* verilebilir. Elektron, kristal örgüleri uyumlu olan bu iki alaşımdan *AlAs* tarafından, *GaAs*'den çok daha büyük bir enerji gördüğünden elektronu temsil eden dalga fonksiyonu *AlAs* engellere tünelleme yapamaz ve böylelikle sonsuz kuantum kuyusu elde edilir. *GaAs* tabakadaki yük taşıyıcıları (elektron yada deşikler) tek boyutta sınırlanır. Yük taşıyıcıları iki boyutta serbest parçacık olarak hareket edebilirken, bir dış etkiyle farklı tabakaya doğru hareket ettiklerinde enerjileri kuantize olur.

Böyle yapıların hazırlanmasında en önemli faktörler alaşımların ara yüzeylerinin keskin olarak belirlenebilmesi ve yüzeylerde safsızlıkların veya kristal yapı bozukluklarının yer almamasıdır. Güncel teknolojiye gelişmeler 20-100 Å derecesinde kontrol edilebilen kalınlıklarda istenen vasıflara sahip kuantum kuyuları üretimine olanak tanımıştır ve bu sayede çeşitli uygulama alanlarına göre çeşitli özelliklerde kuantum devre elemanlarının üretimi mümkün olmuştur. Düşük boyutlu yapıların fiziğinin tam olarak anlaşılması ile yeni elektronik devre elemanlarının üretiminin mümkün olduğu düşüncesi kabul görmektedir ve bu yüzden de bu konudaki araştırmalar sürmektedir.

Genel anlamıyla düşük boyutlu yarıiletkenler kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktaları olarak sınıflandırılırlar. Maskeleyme veya asitle yakma gibi tekniklerin kullanılması ile elektron hareketinin iki boyutta kuantize olup bir boyuta serbest kaldığı kuantum telleri (bir boyutlu yapı) veya her üç boyutta da kuantize olduğu kuantum noktaları (sıfır boyutlu yapı) imal edilmektedir. Elektronun serbest olduğu boyut sayısı değiştirildikçe de sistemin durum yoğunluğu gibi fiziksel özellikleri de değişim gösterir. Ayrıca bu özellikler yapının sahip olduğu geometriyle de ilişkilidir. Örneğin bir kuantum teli bir kare prizma veya bir silindir geometrisine sahip olabilir.

Öte yandan yarı iletkenlerin elektrik iletiminde en önemli etken olan elektron veya deşik yoğunluğu yabancı atomlarının katkısıyla artırılabilir. Örneğin dört valanslı atomlardan oluşan *GaAs* kristaline on binde bir oranında katılan beş valanslı *Sb* atomu

kristalin her yabancı atom başına bir yarı serbest elektron kazanmasına yol açar. Elektron-iyon arasındaki bağlanma enerjisinin küçük olduğu yabancı atomlar da “sığ verici” olarak isimlendirilir.

Düşük boyutlu yapılar fiziğindeki araştırmalar genel olarak bir yabancı atom elektronunun kuantum özelliklerinin incelenmesini temel alır. Çünkü yabancı iyonun varlığı elektronun olasılık dağılımını belirler ve enerji seviyeleri daha vurgulanmış hale gelir; bu ise yapının elektronik ve optik özellikleri üzerinde değişikliklere yol açar.

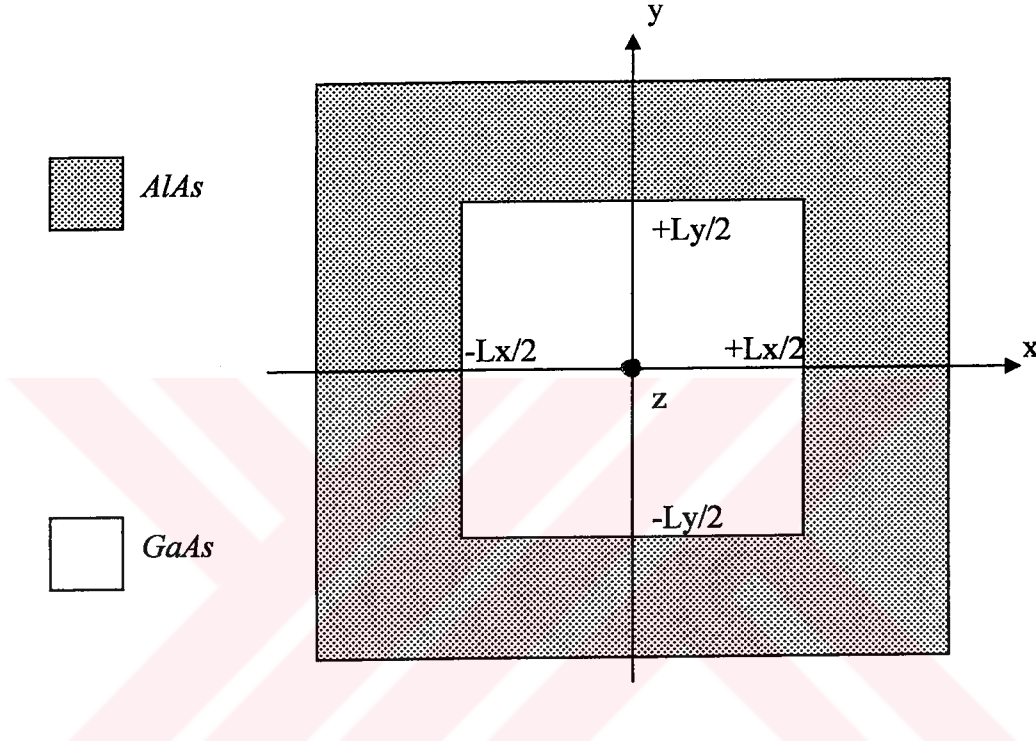
Herhangi bir elektronik devre elemanının özelliklerini açığa vuran en temel deneysel uygulama devre elemanına uygulanan bir dış elektrik alanıdır. Elektrik alan, yük taşıyıcılarının olasılık dağılımını polarize ederek elektronun enerji öz durumlarında kaymaya yol açıp buna bağlı olarak bağlanma enerjisini değiştirdiği için etkilerinin incelenmesi fiziksel ilgi odağıdır.

Bu çalışmanın içeriği sonsuz kuantum tellerinde üç boyutlu bir elektrik alan altındaki yabancı atom elektronudur. Elektron taban durumunda alınmıştır. Amaca uygun olarak iyonizasyon enerjisi ve polarizasyon gibi yapısal özellikler ilk kez bu koşullar altında incelenecektir. Ayrıca manyetik alan etkisi de hesaba katılmıştır.

Nümerik hesaplarda, Fortran programlama dilinde kendi yazdığımız programlar kullanılmıştır.

## 2.a Sonsuz Kuantum Teli

Bir kare veya dikdörtgen kesitli kuantum telinin  $z$  ekseninin sayfa düzleminin dışına doğru seçildiği  $x$ - $y$  düzlemindeki dik kesiti şekil (2.a.1)'deki gibi gösterilebilir. Böyle bir telin içinde



Şekil (2.a.1)

yer alan elektron  $z$  doğrultusunda serbest olarak hareket edebilirken ,  $x$ - $y$  düzlemi içinde  $AlAs$  tarafından oluşturulan sonsuz enerji duvarları ile sınırlanarak tel içinde ( $GaAs$  bölgede) kalacak şekilde hapsedilmiştir. Telin, durumu ifade eden  $V(x,y)$  potansiyel enerji fonksiyonu için (M. El-Said ve M. Tomak 1992, Sukumar ve Navaneethakrishnan 1990),

$$V(x,y) = \begin{cases} 0 & |x| \leq \frac{L_x}{2}, \quad |y| \leq \frac{L_y}{2} \\ \infty & |x| > \frac{L_x}{2}, \quad |y| > \frac{L_y}{2} \end{cases} \quad (2.a.1)$$

yazılabilir. Böylece elektron için Hamilton operatörü,

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V(x, y) \quad (2.a.2)$$

olur. Elektronun taban durum  $E_0$  enerjisini bulmak için  $\Psi_0(x, y)$  dalga fonksiyonu,

$$\Psi_0(x, y) = N_0 \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \quad (2.a.3)$$

olur. (Ulaş vd. 1998). Schrödinger denkleminde uygulama sonucu,

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\pi^2}{L_x^2} + \frac{\pi^2}{L_y^2} \right) \quad (2.a.4)$$

elde edilir (Brum 1985).

## 2.b Sonsuz Kuantum Telinde Yabancı Atom

Sonsuz kuantum teli içinde elektron verici yabancı atomun iyonlaşması sonucu elektron ile iyon arasındaki elektrostatik etkileşmeyi de içeren Hamilton operatörü,

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 - \frac{e^2}{\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{r}_i|} + V(x, y) \quad (2.b.1)$$

ile ifade edilir (Bryant 1985, Francisco A.P.Osori vd. 1988, Weber vd. 2001, Ulaş vd. 1997). Burada  $\vec{r} = \vec{r}(x, y, z)$  elektron konumunu ve  $\vec{r}_i = \vec{r}_i(x_i, y_i, z_i)$  ise yabancı atom konumunu simgeler. z-ekseni boyunca pozitif yüklü iyondan başka potansiyel görmeyen elektronun enerjisi yabancı iyonun bu eksen üzerindeki konumundan etkilenmeyeceğinden  $\vec{r}_i = \vec{r}_i(x_i, y_i, z_i)$  fonksiyonundaki değişkenlere  $-\frac{L_x}{2} \leq x_i \leq \frac{L_x}{2}$  ve  $-\frac{L_y}{2} \leq y_i \leq \frac{L_y}{2}$ ,  $z_i = 0$  sınırlamaları getirilebilir.

Denklem (2.b.1) boyutsuzlaştırıldığında uzunluk birimi olarak  $a^* = \frac{\hbar^2 \epsilon}{m^* e^2}$  etkin

Bohr yarıçapı ve enerji birimi olarak  $R^* = \frac{\hbar^2}{2m^* a^{*2}}$  etkin Rydberg enerji birim sistemi

kullanılır. Burada  $\epsilon_0$  ve  $m^*$ , sırasıyla kristalin dielektrik sabiti ve elektronun etkin kütesidir. GaAs kristali için  $\epsilon_0 = 12.5$ ,  $m^* = 0.067 m_0$  kullanılarak  $a^* = 98.73 A^0$  ve  $R^* = 5.83 meV$  (M. El-Said ve M. Tomak 1992) hesaplanır. Bu durumda Hamilton operatörü,

$$H = -\nabla^2 - \frac{2}{|\vec{r} - \vec{r}_i|} + V(x, y) \quad (2.b.2)$$

olur. (Francisco A.P.Osorio vd. 1997, Montes vd. 1998 (a)).  $H$  Hamilton operatörünü yabancı atom koordinatlarına getirilen sınırlamaları yansıtacak biçimde daha açık olarak ifade edersek,

$$H = -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + z^2}} + V(x, y) \quad (2.b.3)$$

elde edilir ve Schrödinger denklemi,

$$\left( -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + z^2}} \right) \Psi(x, y, z) = E \Psi(x, y, z) \quad (2.b.4)$$

yazılır. Bu denklemin analitik çözümü yoktur, denklemin çözümü yaklaşık çözüm yöntemlerinden varyasyon yöntemiyle yapılacaktır. Çözüm için deneme dalga fonksiyonu,

$$\Psi(x, y, z) = N \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \exp\left(-\left(\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{8a^2} + \frac{z^2}{8b^2}\right)\right) \quad (2.b.5)$$

olarak seçilebilir (Zounoubi vd. 2001, Zorkani vd.1999, Elangovan ve Navaneethakrishnan 1993).  $a$  ve  $b$  minimizasyon parametreleridir ve elektronun enerjisi

$$E = \left[ \frac{\langle \Psi(x, y, z) | H | \Psi(x, y, z) \rangle}{\langle \Psi(x, y, z) | \Psi(x, y, z) \rangle} \right]_{\min a, b} \quad (2.b.6)$$

denkleminde belirlenir.

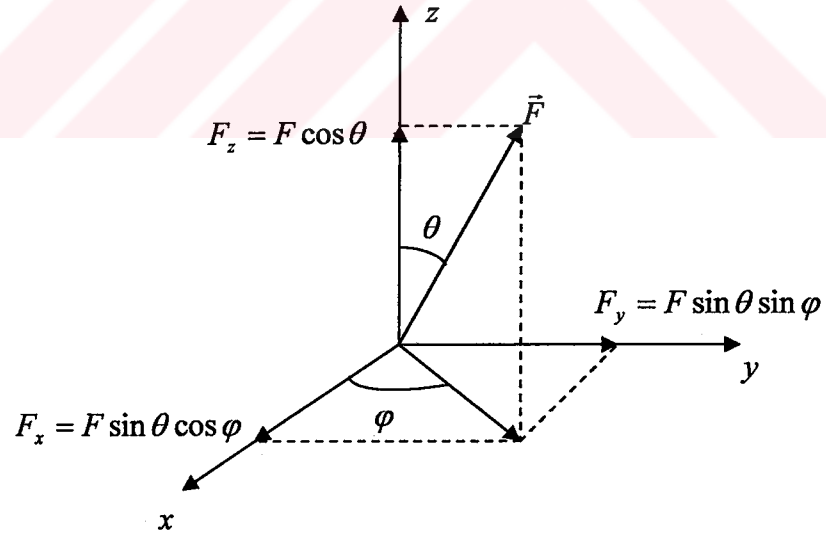
### 3. Sonsuz Kuantum Telinde Yabancı Atom ve Elektrik Alan Varlığında İyonizasyon enerjisi

Sonsuz kuantum teli içinde bulunan bir elektrona üç boyutlu bir elektrik alan uygulandığında, elektrik alan vektörü,  $F$  elektrik alan şiddeti olmak üzere, küresel koordinatlarda

$$\vec{F} = F \sin\theta \cos\varphi \vec{e}_1 + F \sin\theta \sin\varphi \vec{e}_2 + F \cos\theta \vec{e}_3 \quad (3.1)$$

yazılabilir. Şekil (3.1)' de gösterildiği üzere, burada  $\theta$  açısı, elektrik alanın  $z$  eksenine yaptığı açısı,  $\varphi$  açısı ise  $x$ - $y$  düzlemindeki açısı gösterir.  $\theta$  ve  $\varphi$  açıları sırasıyla

$0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$  ve  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$  arasında değişir.



Şekil (3.1)

Sonsuz kuantum teli içinde bulunan elektronun elektrik alan ve yabancı atom etkisindeki yeni Hamilton operatörü  $a^*$  ve  $R^*$  birim sisteminde,

$$H_1 = -\nabla^2 + |e| \vec{F} \cdot \vec{r} - \frac{2}{|\vec{r} - \vec{r}_i|} + V(x, y) \quad (3.2)$$

olur (Cao ve Thoai 1995, Narayani ve Sukumar 1994, Duque vd. 2001). Burada  $\vec{r}$  ve  $\vec{r}_i$  vektörleri sırasıyla yine elektronun ve yabancı atomun konum vektörlerini gösterir.  $H_1$  Hamilton operatörü daha açık ifade edilirse,

$$H_1 = \left[ \begin{array}{l} -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + |e| (F_x \vec{e}_1 + F_y \vec{e}_2 + F_z \vec{e}_3) \cdot (x \vec{e}_1 + y \vec{e}_2 + z \vec{e}_3) \\ -\frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + z^2}} + V(x, y) \end{array} \right] \quad (3.3)$$

$$H_1 = \left[ \begin{array}{l} -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + |e| (x F_x + y F_y + z F_z) \\ -\frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + z^2}} + V(x, y) \end{array} \right] \quad (3.4)$$

$$H_1 = \left[ \begin{array}{l} -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + |e| F (x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta) \\ -\frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + z^2}} + V(x, y) \end{array} \right] \quad (3.5)$$

biçimini alır. Elektrik alan terimi  $\eta = |e| F$  olmak üzere  $H_1$  Hamilton operatörü,

$$H_1 = \left[ \begin{array}{l} -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \eta (x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \varphi \sin \theta + z \cos \theta) \\ -\frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + z^2}} + V(x, y) \end{array} \right] \quad (3.6)$$

yazılır.  $H_1 \psi_1 = E_1 \psi_1$  Schrödinger denkleminin tam analitik çözümü olmadığından yaklaşık çözüm yöntemi olan varyasyon yöntemi kullanılır. Bu denkleme göre deneme dalga fonksiyonu,

$$\Psi_1(x, y, z) = \left[ \begin{array}{l} N_1 \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \exp\left(-\left(\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{8a^2} + \frac{z^2}{8b^2}\right)\right) \\ \exp(-\beta (x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \varphi \sin \theta + z \cos \theta)) \end{array} \right] \quad (3.7)$$

olarak seçilir. Burada  $x_i$  ve  $y_i$  yabancı atomun tel kesitindeki konumudur. Bölüm (2.b)'de denklem (2.b.6)'da belirlenen  $a$  ve  $b$  varyasyon parametreleri Denklem (3.7)  $\Psi_1(x, y, z)$  dalga fonksiyonunda yerine yazılır. Daha sonra denge durumunda enerjinin minimum olma koşulu kullanılarak  $\beta$  varyasyon parametresi belirlenir. Böylece sistemin iyonizasyon enerjisini hesaplamak için

$$E_i = \left[ \frac{\langle \Psi_1(x, y, z) | H | \Psi_1(x, y, z) \rangle}{\langle \Psi_1(x, y, z) | \Psi_1(x, y, z) \rangle} \right]_{\min a, b, \beta} \quad (3.8)$$

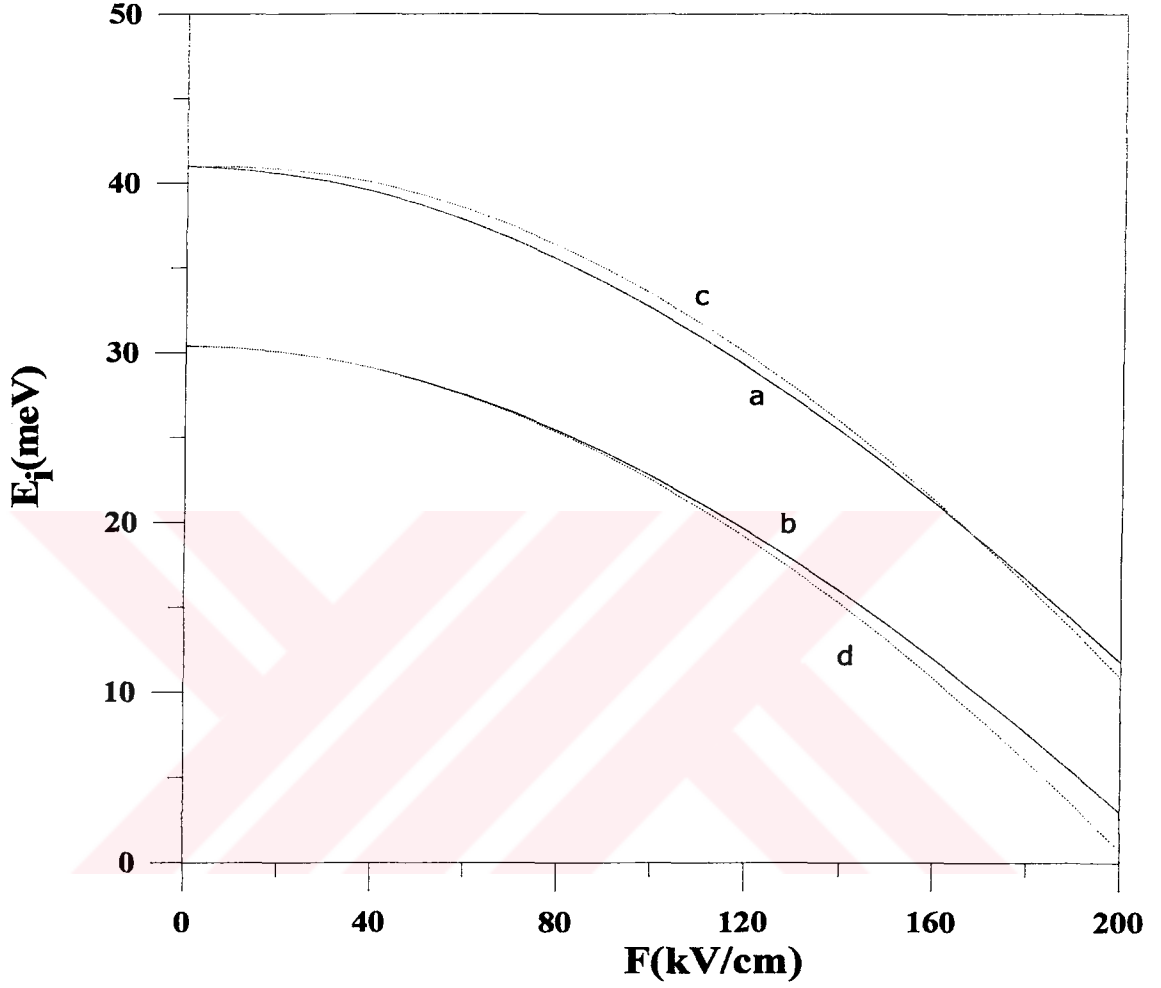
kullanılır.

Sonsuz kare ve dikdörtgen kesitli kuantum telinde taban durumunda elektrik alanın  $\theta$  açısı  $90^\circ$  ve  $\varphi$  açısı  $0^\circ$  seçilerek, tek boyutta elektrik alan ve  $\theta = 90^\circ$  ve  $\varphi = 45^\circ$  seçilerek iki boyutta elektrik alan uygulanmış, yabancı atom  $x_i = y_i = 0$  ve

$x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ 'de alınarak iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağılı değişim grafiği Şekil 1 ve Şekil 2'de verilmiştir.

Aynı durum  $\theta = 60^\circ$  ve  $\varphi = 45^\circ$  seçilerek üç boyutta elektrik alan uygulanmış ve iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağılı grafiği Şekil 3 ve Şekil 4'te verilmiştir. Taban durumunda, kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde, elektrik alanın düzlem açısı  $\varphi = 45^\circ$  seçilerek  $x_i = y_i = 0$  ve  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$  farklı yabancı atom konumlarında iyonizasyon enerjisinin  $\theta$  açısına bağılı değişim grafiği Şekil 5 ve Şekil 6'da verilmiştir. Şekil 7 ve Şekil 8'de kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde, yabancı atom  $x_i = y_i = 0$ 'da alınarak, iyonizasyon enerjisinin  $L$  tel genişliğine bağılı değişim grafiği verilmiştir.

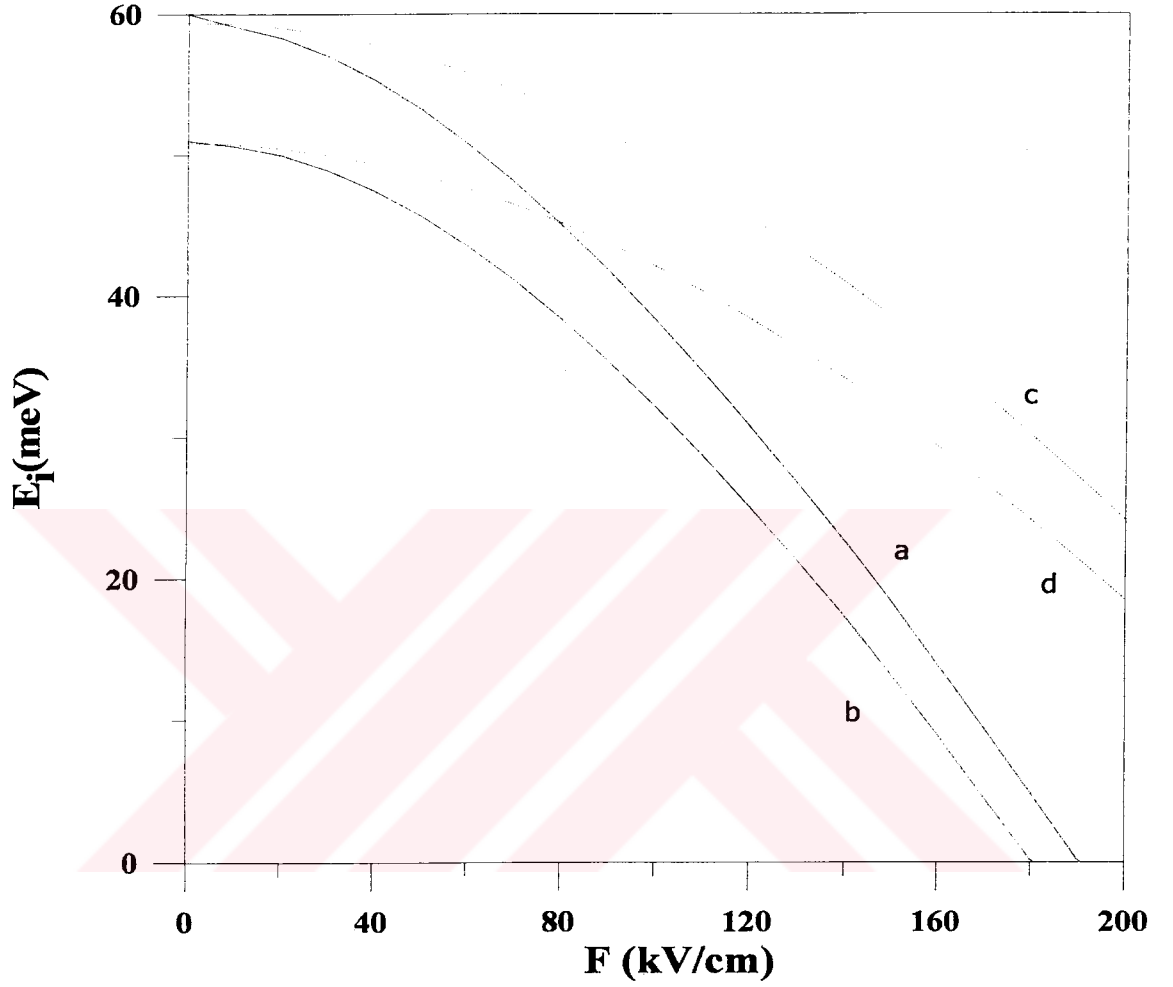




Şekil 1:Kare kesitli  $L_x = L_y = 1.5a^*$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$ , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$

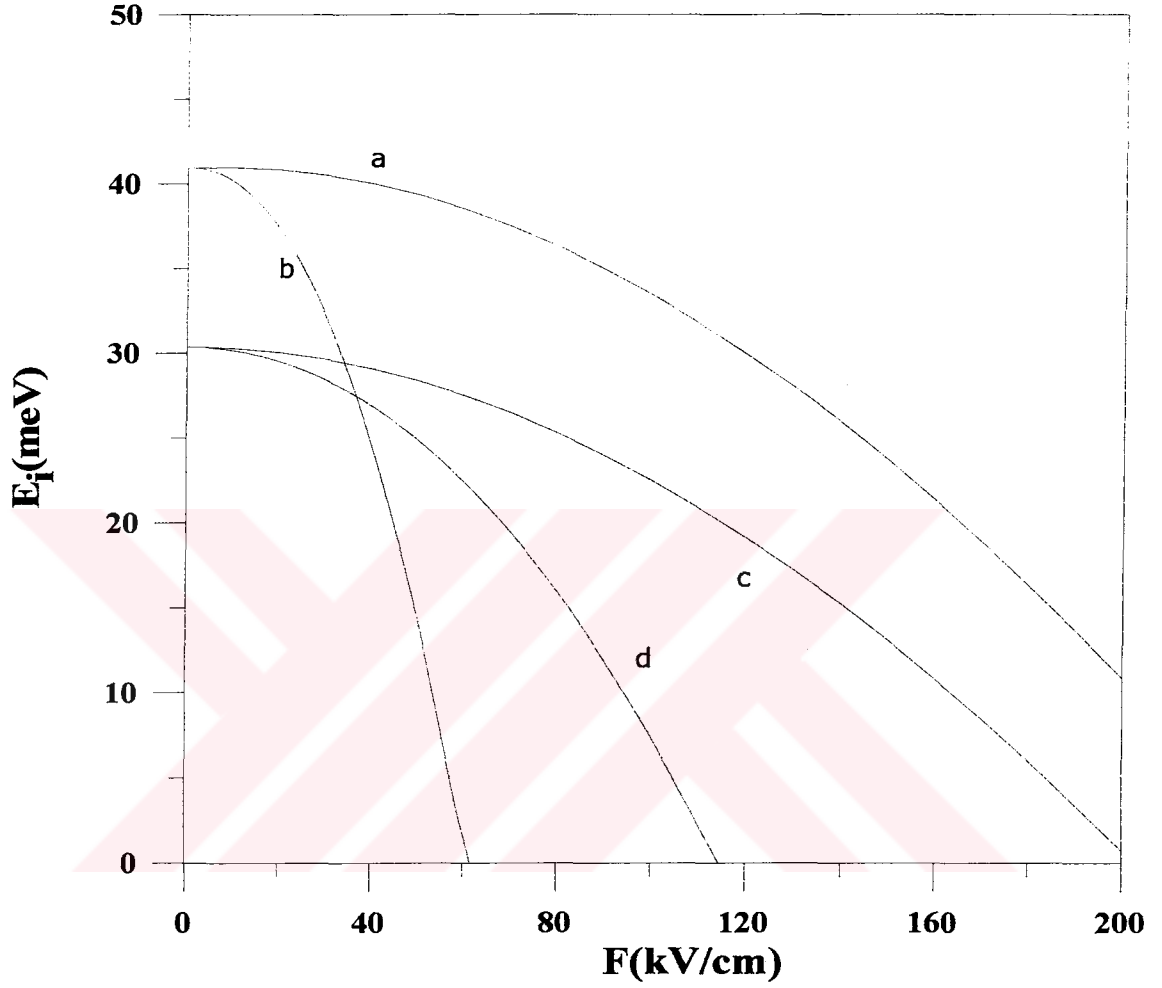
(c)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 2:**Dikdörtgen kesitli  $L_x = 2a$  \*  $L_y = 1a$  \* sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$ , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$

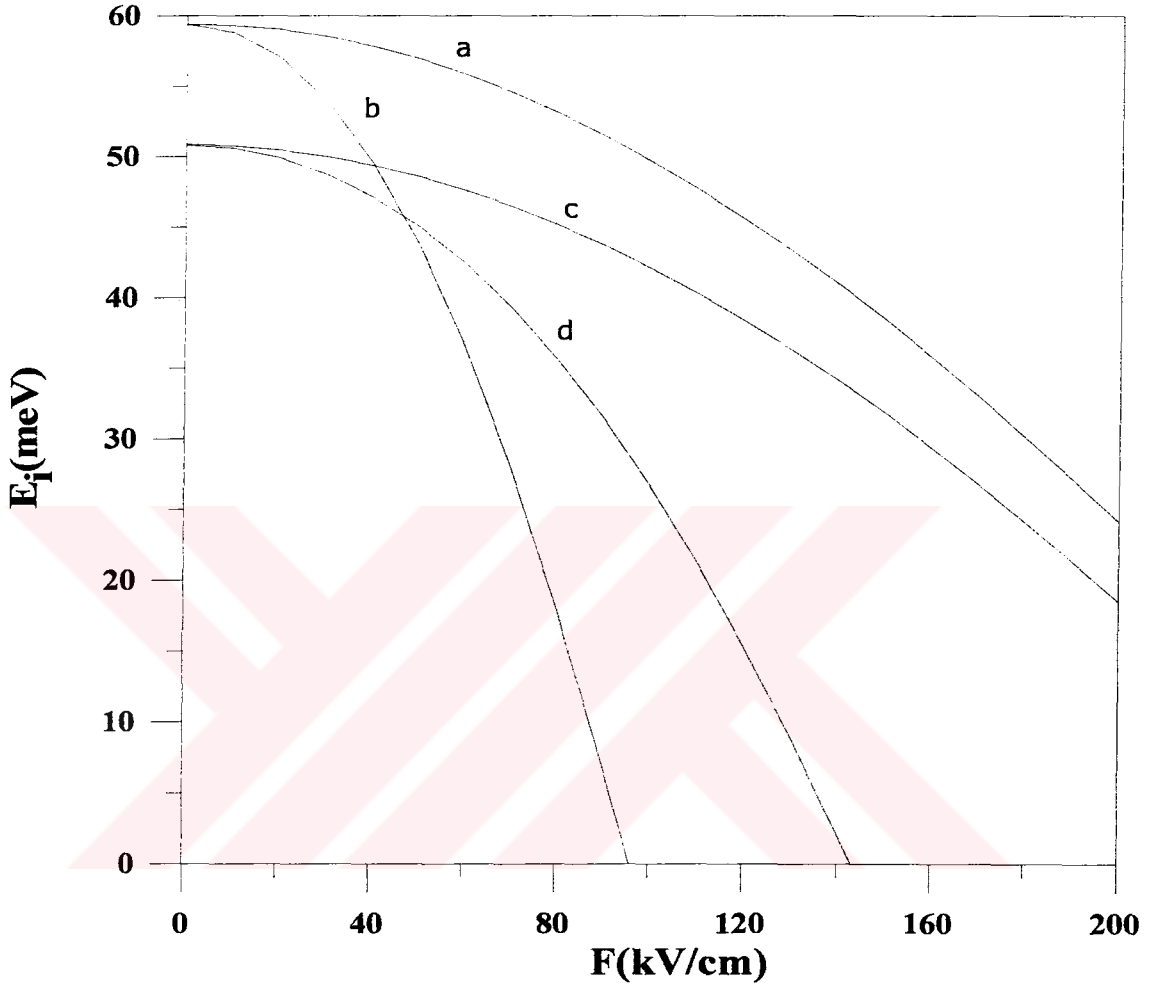
(c)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 3:**Kare kesitli  $L_x = L_y = 1.5a^*$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (b)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$

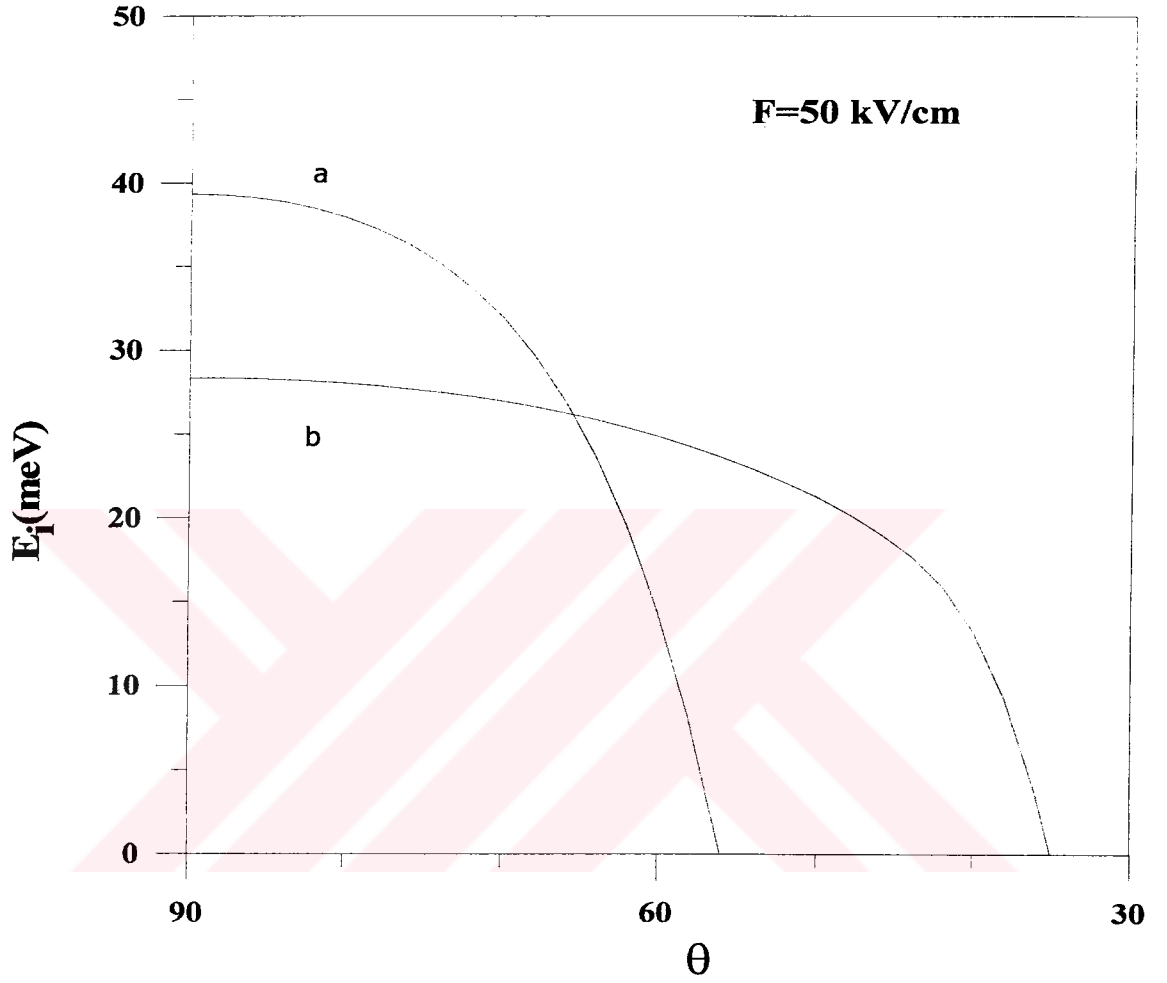
(c)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



Şekil 4: Dikdörtgen kesitli  $L_x = 2a$  \*  $L_y = 1a$  \* sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı grafiği.

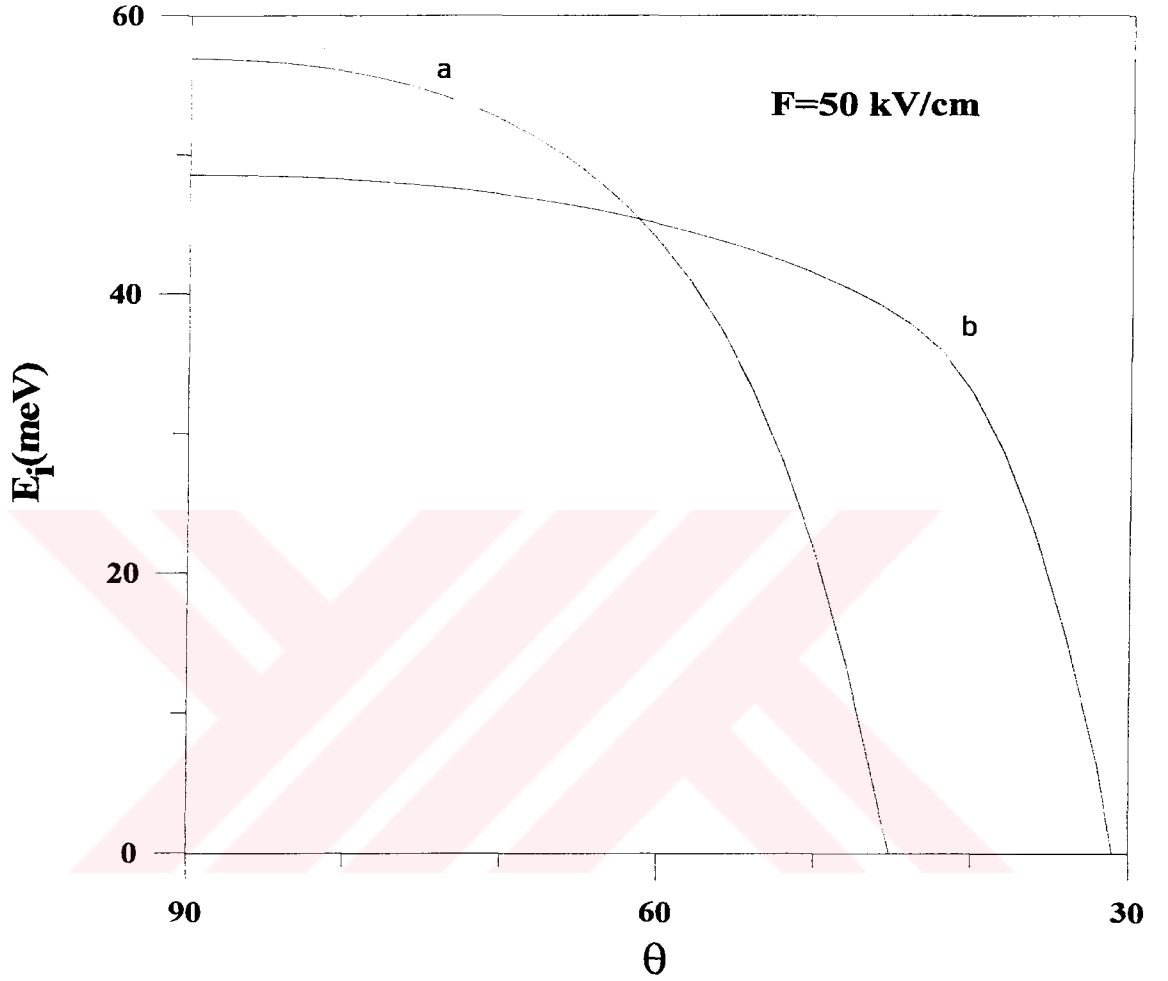
(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (b)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$

(c)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



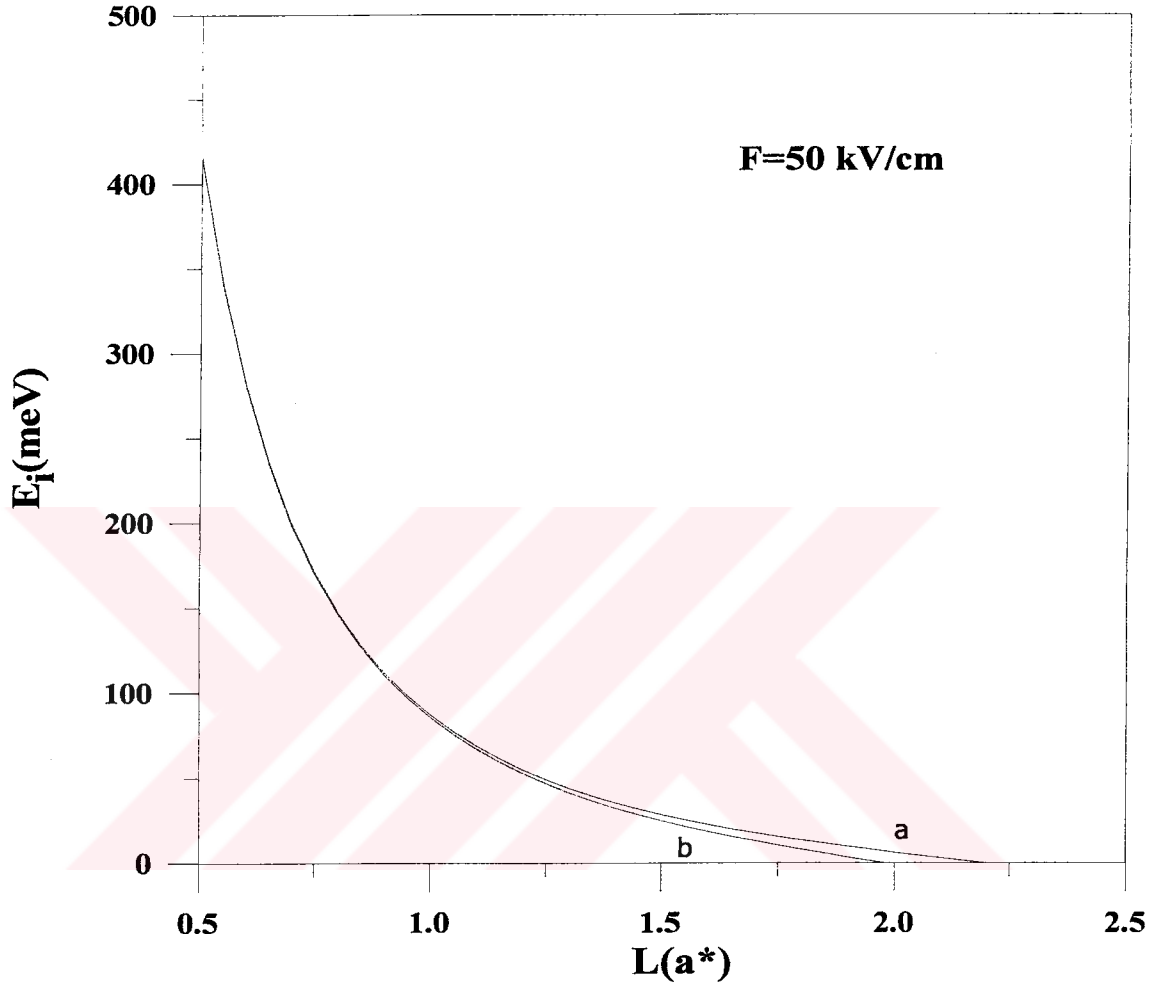
**Şekil 5:**Kare kesitli  $L_x = L_y = 1.5a$  \* sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak sabit elektrik alan altında taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin  $\theta$  açısına bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\varphi = 45^\circ$  , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\varphi = 45^\circ$



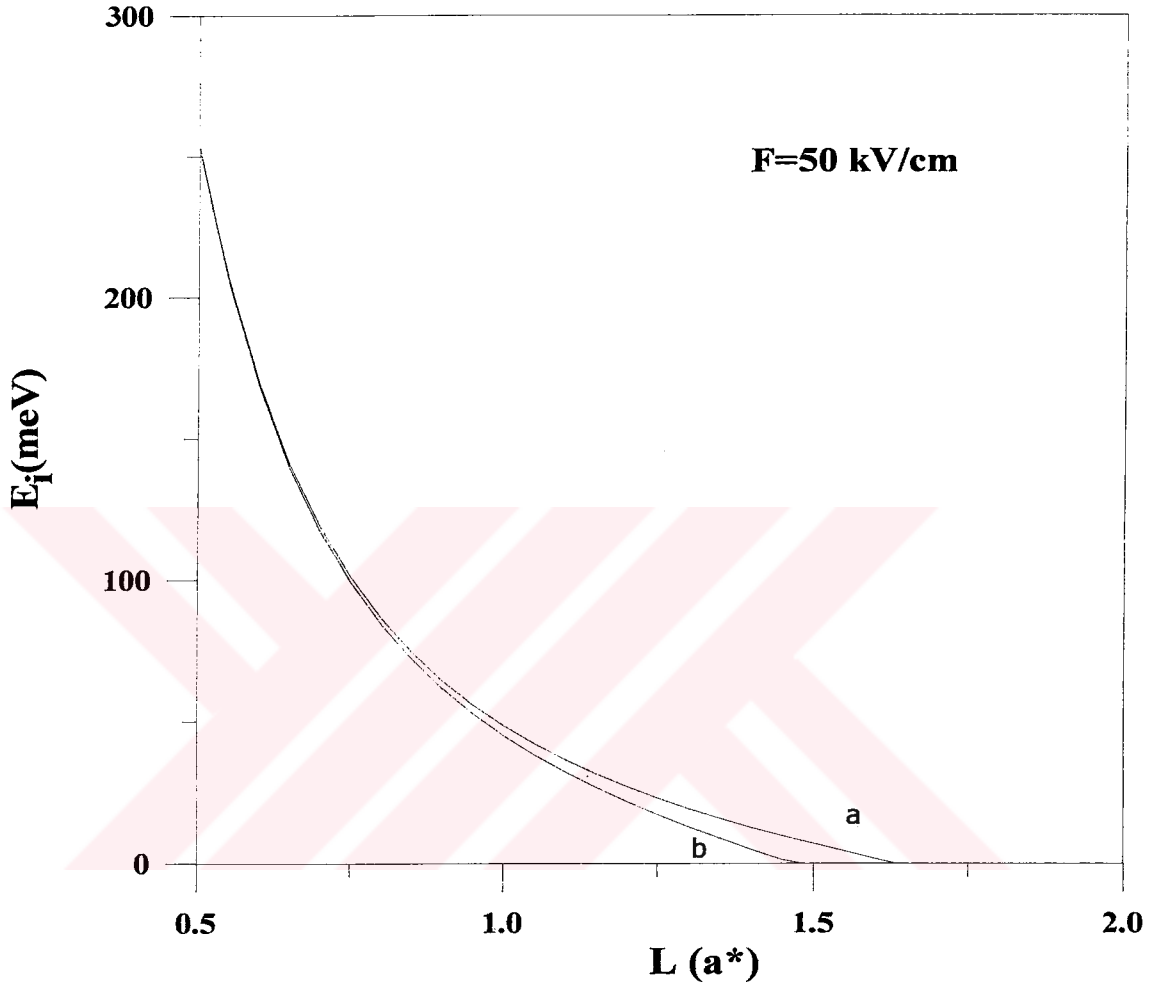
**Şekil 6:**Dikdörtgen kesitli  $L_x = 2a * L_y = 1a *$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak sabit elektrik alan altında taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin  $\theta$  açısına bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\varphi = 45^\circ$  , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 7:**Kare kesitli  $L_x = L_y = L$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak sabit elektrik alan altında taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin tel genişliğine bağlı grafiği.

(a)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$  , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 8:**Dikdörtgen kesitli  $L_x = 2L$ ,  $L_y = L$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak sabit elektrik alan altında taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin tel genişliğine bağlı grafiği.

(a)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$  , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$

#### 4. Sonsuz Kuantum Telinde Polarizasyon

Sonsuz kuantum teli içinde donör atoma ait elektronun elektrik alanın yokluğunda dalga fonksiyonu,

$$\Psi(x, y, z) = N \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \exp\left(-\left(\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{8a^2} + \frac{z^2}{8b^2}\right)\right) \quad (4.1)$$

ve tele söz konusu elektrik alan uygulandığında dalga fonksiyonu,

$$\Psi_1(x, y, z) = \left[ \begin{array}{l} N_1 \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \exp\left(-\left(\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{8a^2} + \frac{z^2}{8b^2}\right)\right) \\ \exp(-\beta (x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta)) \end{array} \right] \quad (4.2)$$

olarak yazılırsa (Zorkani vd. 1999), elektrik alandan doğan polarizasyon

$$\frac{P}{e} = \left[ \begin{array}{l} - \left[ \frac{\langle \Psi_1(x, y, z) | (x \cos \varphi \sin \theta + y \sin \varphi \sin \theta + z \cos \theta) | \Psi_1(x, y, z) \rangle}{\langle \Psi_1 | \Psi_1 \rangle} \right]_{F \neq 0} \\ + \left[ \frac{\langle \Psi(x, y, z) | (x \cos \varphi \sin \theta + y \sin \varphi \sin \theta + z \cos \theta) | \Psi(x, y, z) \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} \right]_{F=0} \end{array} \right] \quad (4.3)$$

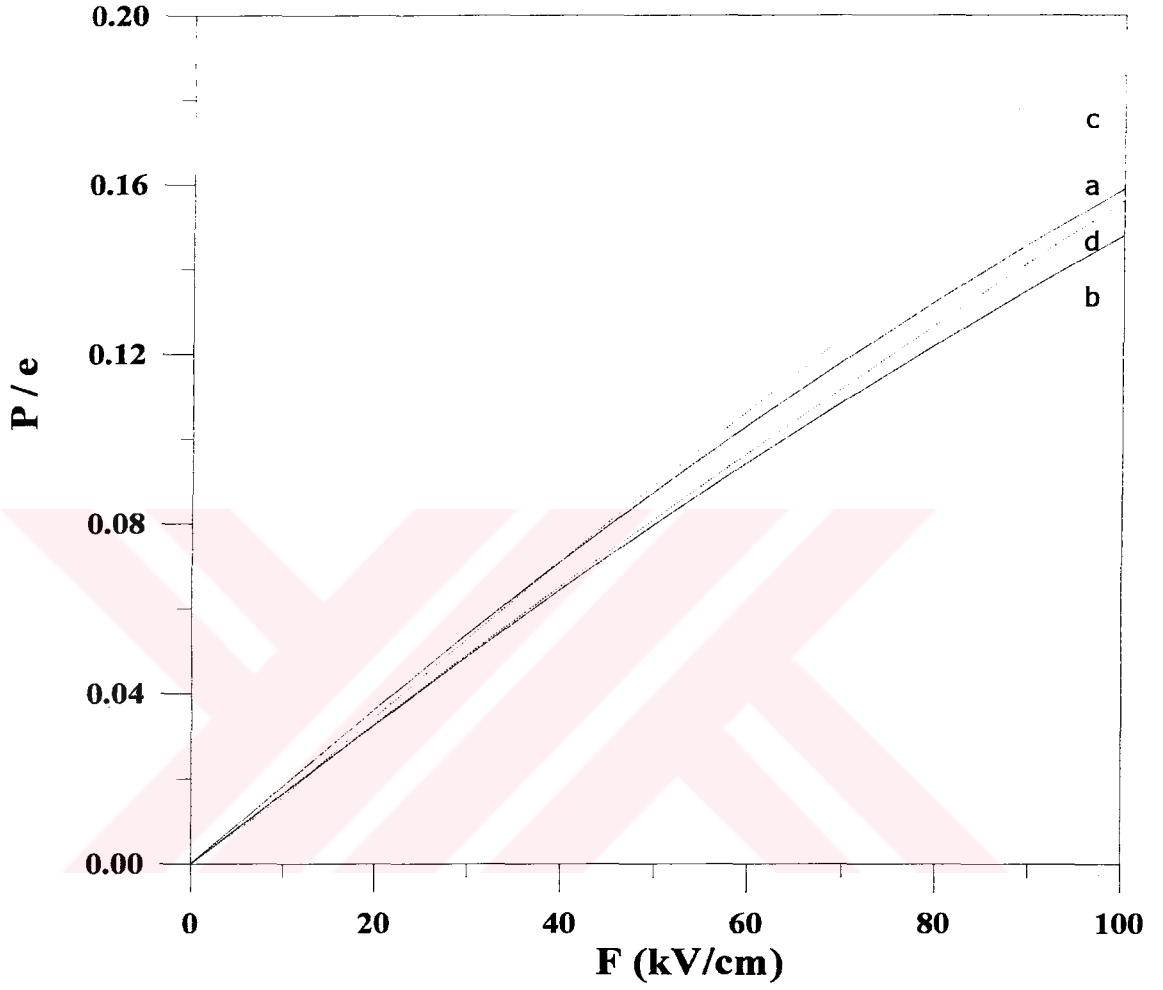
ile tanımlanır. (Narayani ve Sukumar 1994, Cao ve Thoai 1995, Duque vd. 2001)

Kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde taban durumunda, yabancı atomun konumu  $x_i = y_i = 0$  ve  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ 'de ve  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  alınarak bir boyutta elektrik alan,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ 'te iki boyutta ve  $\theta = 60^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ 'te üç boyutta elektrik alan uygulanmış ve polarizasyonun elektrik alana bağlı değişim grafikleri Şekil9, Şekil 10, Şekil 11 ve Şekil 12'de verilmiştir.

Aynı işlem ve hesaplar elektrik alan  $F = 50 \text{ kV/cm}$ 'de sabit tutularak tekrarlanmış, Şekil 13, Şekil 14, Şekil 15, Şekil 16'de polarizasyonun  $L$  tel genişliğine bağlı değişim grafikleri çizilmiştir.

Şekil 17 ve Şekil 18'te farklı yabancı atom pozisyonlarında, taban durumunda elektrik alanın düzlem açısı  $\varphi = 45^\circ$  alınarak polarizasyonun  $\theta$  açısına bağlı değişim grafikleri verilmiştir.

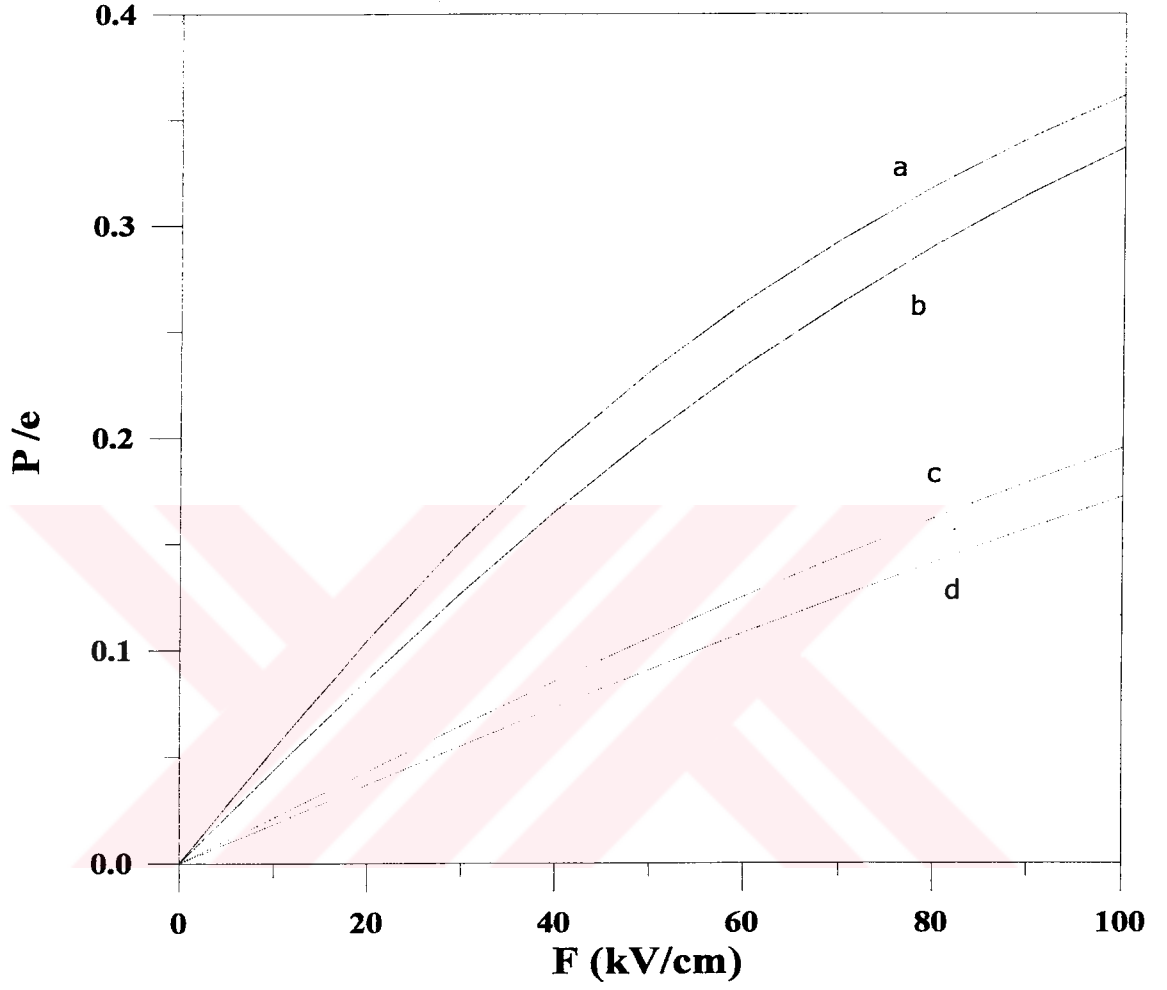




Şekil 9:Kare kesitli  $L_x = L_y = 1.5a^*$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak taban durumunda, polarizasyonun elektrik alana bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$ , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$

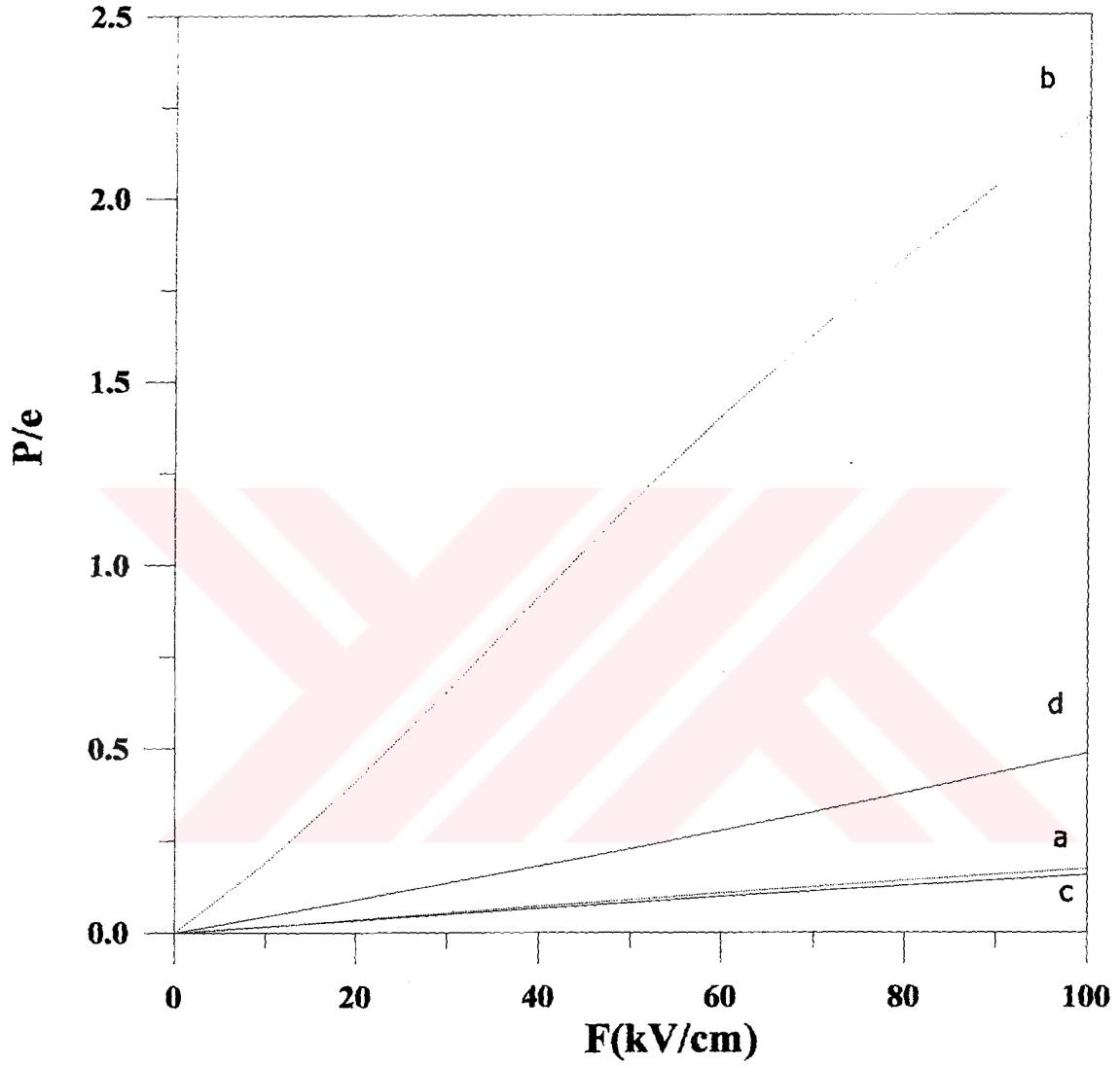
(c)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 10:**Dikdörtgen kesitli  $L_x = 2a * L_y = 1a *$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak taban durumunda, polarizasyonun elektrik alana bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$ , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$

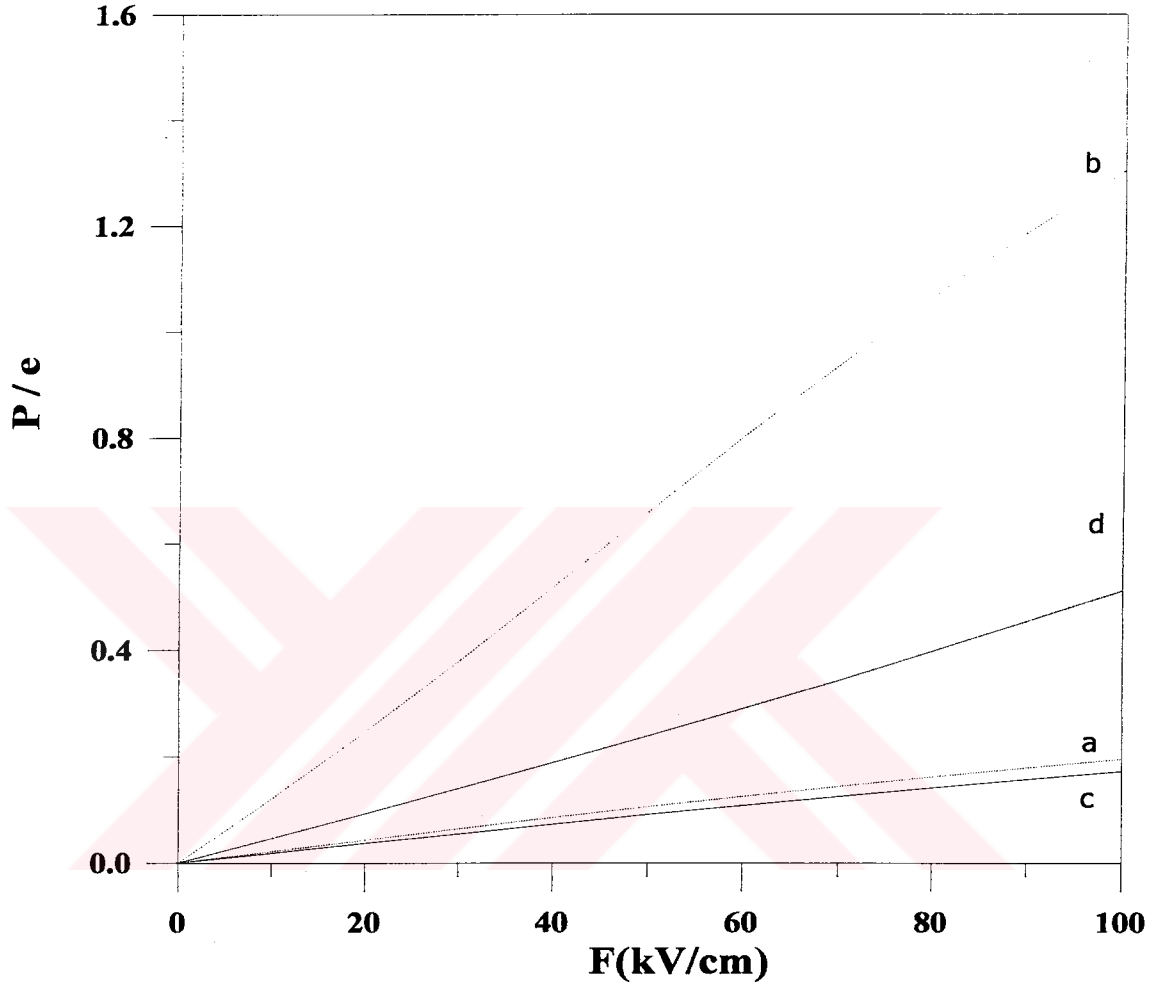
(c)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 11:**Kare kesitli  $L_x = L_y = 1.5a$  \* sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak taban durumunda, polarizasyonun elektrik alana bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$  , (b)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$

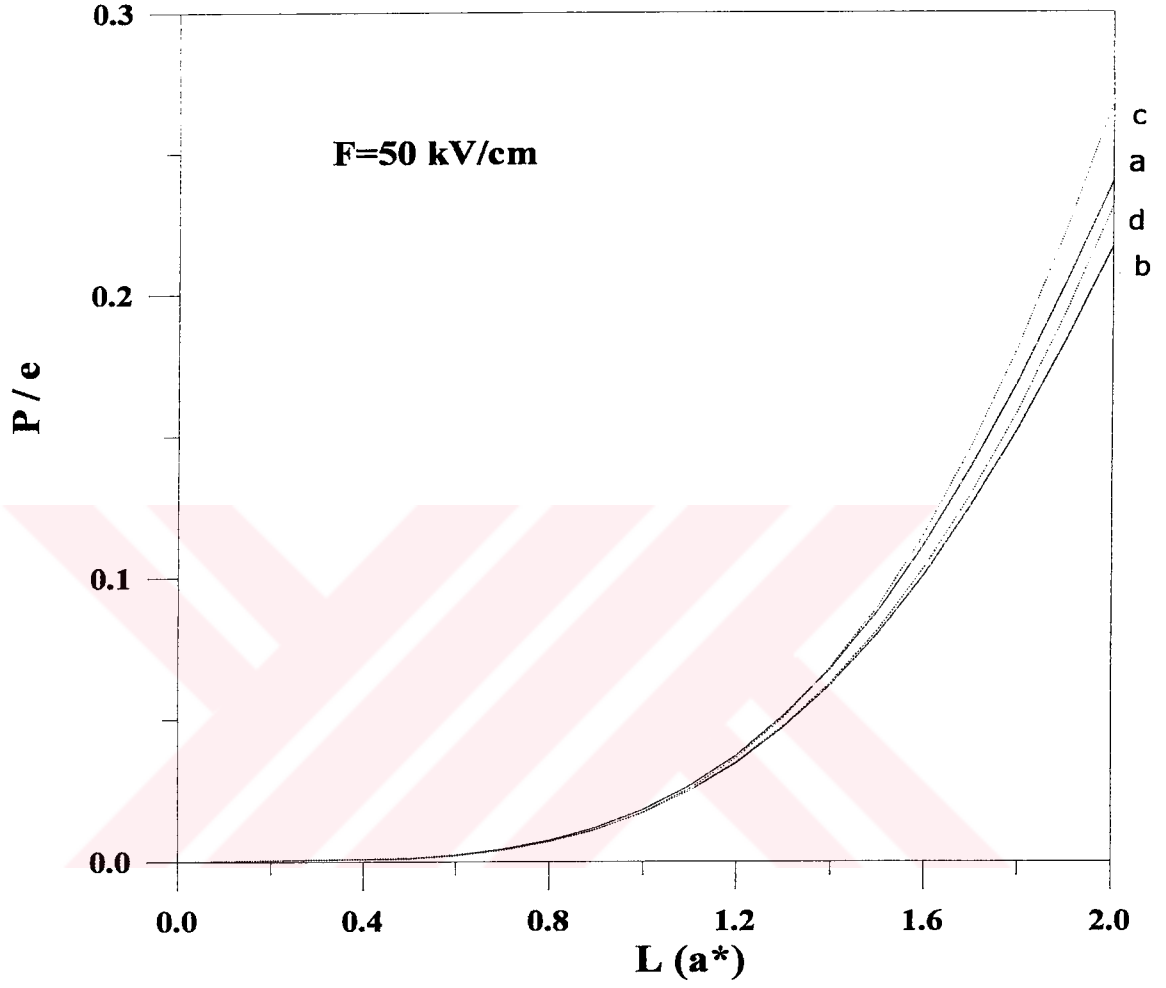
(c)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$  , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



Şekil 12: Dikdörtgen kesitli  $L_x = 2a$  \*  $L_y = 1a$  \* sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak taban durumunda, polarizasyonun elektrik alana bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$  , (b)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$

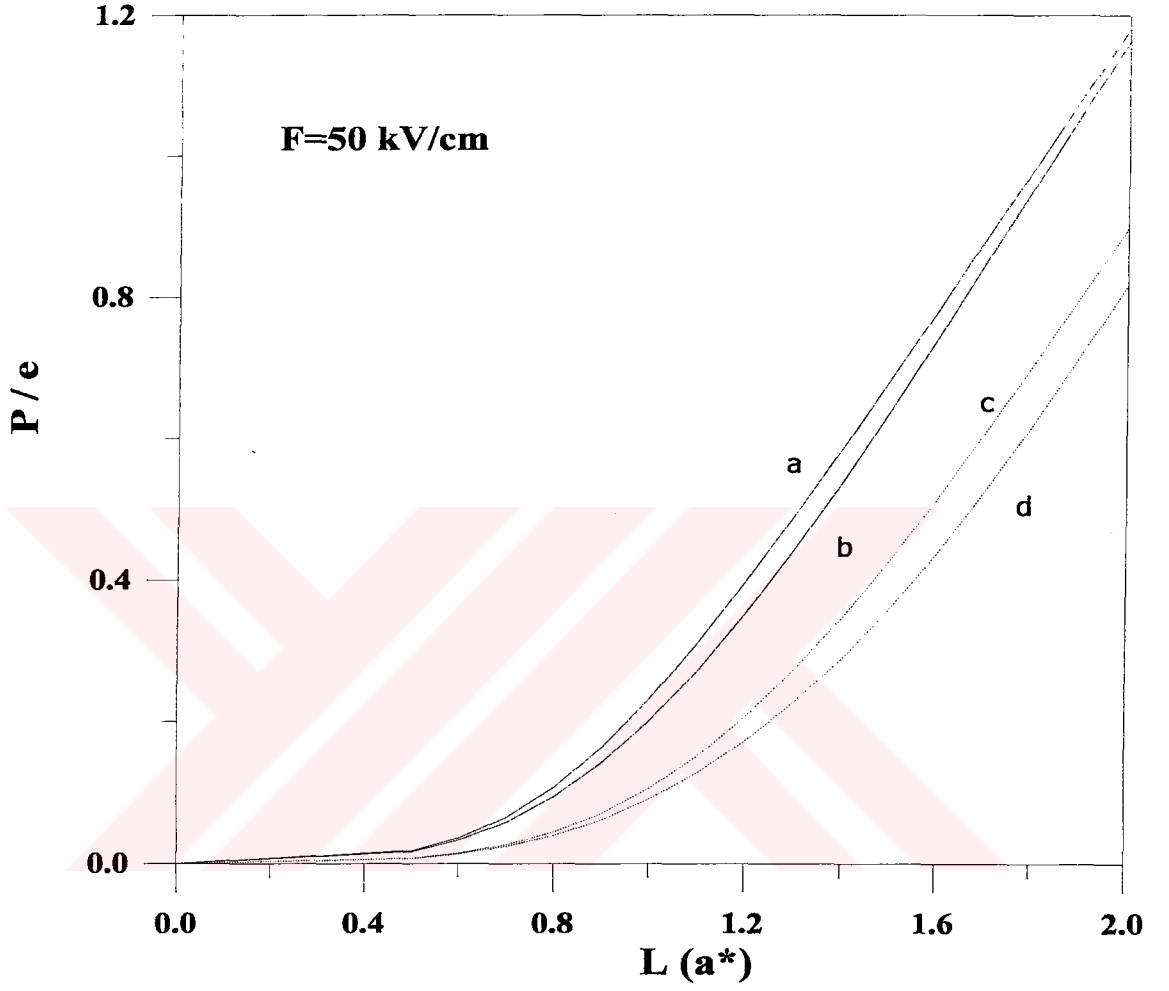
(c)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$  , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 13:**Kare kesitli  $L_x = L_y = L$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak sabit elektrik alan altında taban durumunda, polarizasyonun tel genişliğine bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$ , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$

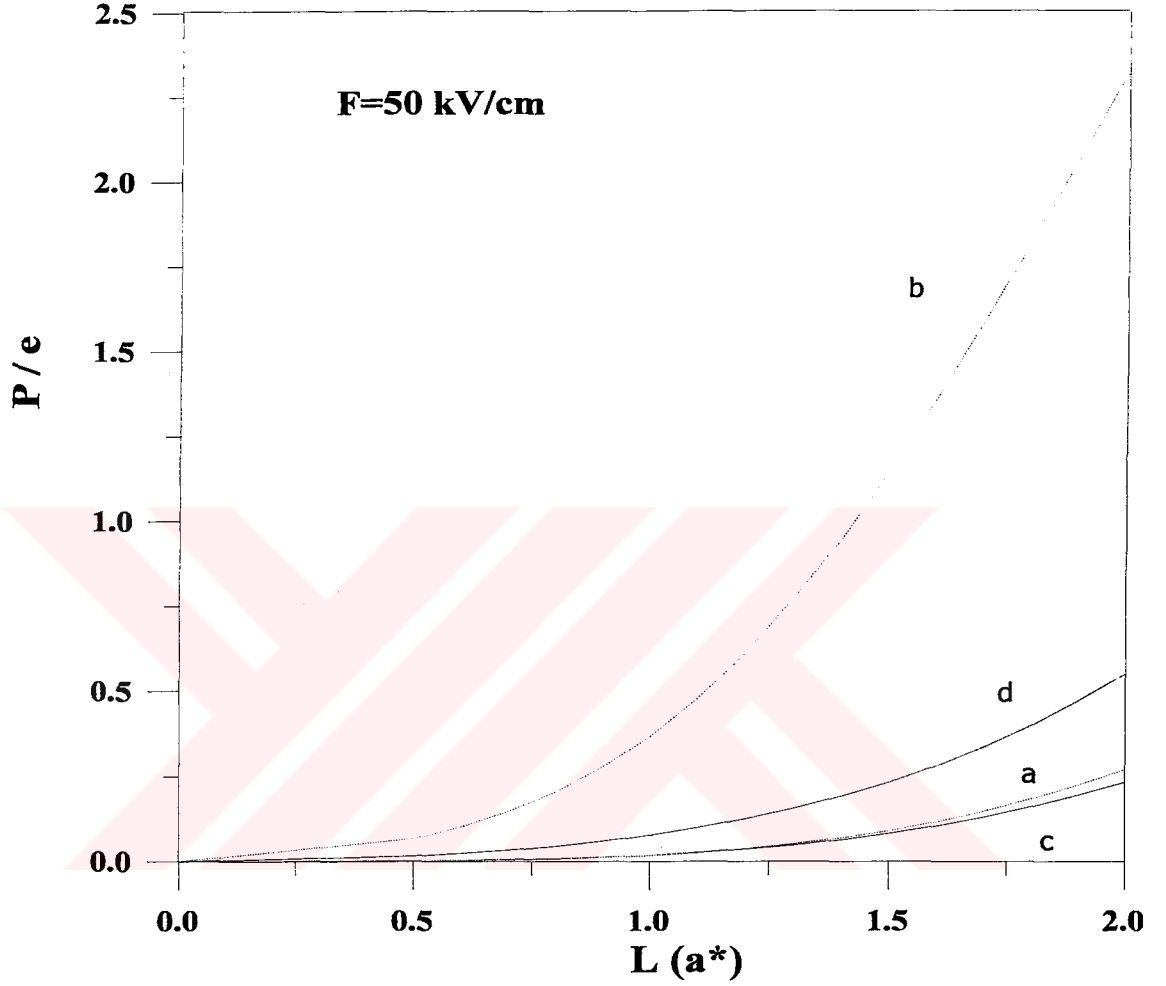
(c)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 14:** Dikdörtgen kesitli  $L_x = 2L$ ,  $L_y = L$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak sabit elektrik alan altında taban durumunda, polarizasyonun tel genişliğine bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$ , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 0^\circ$

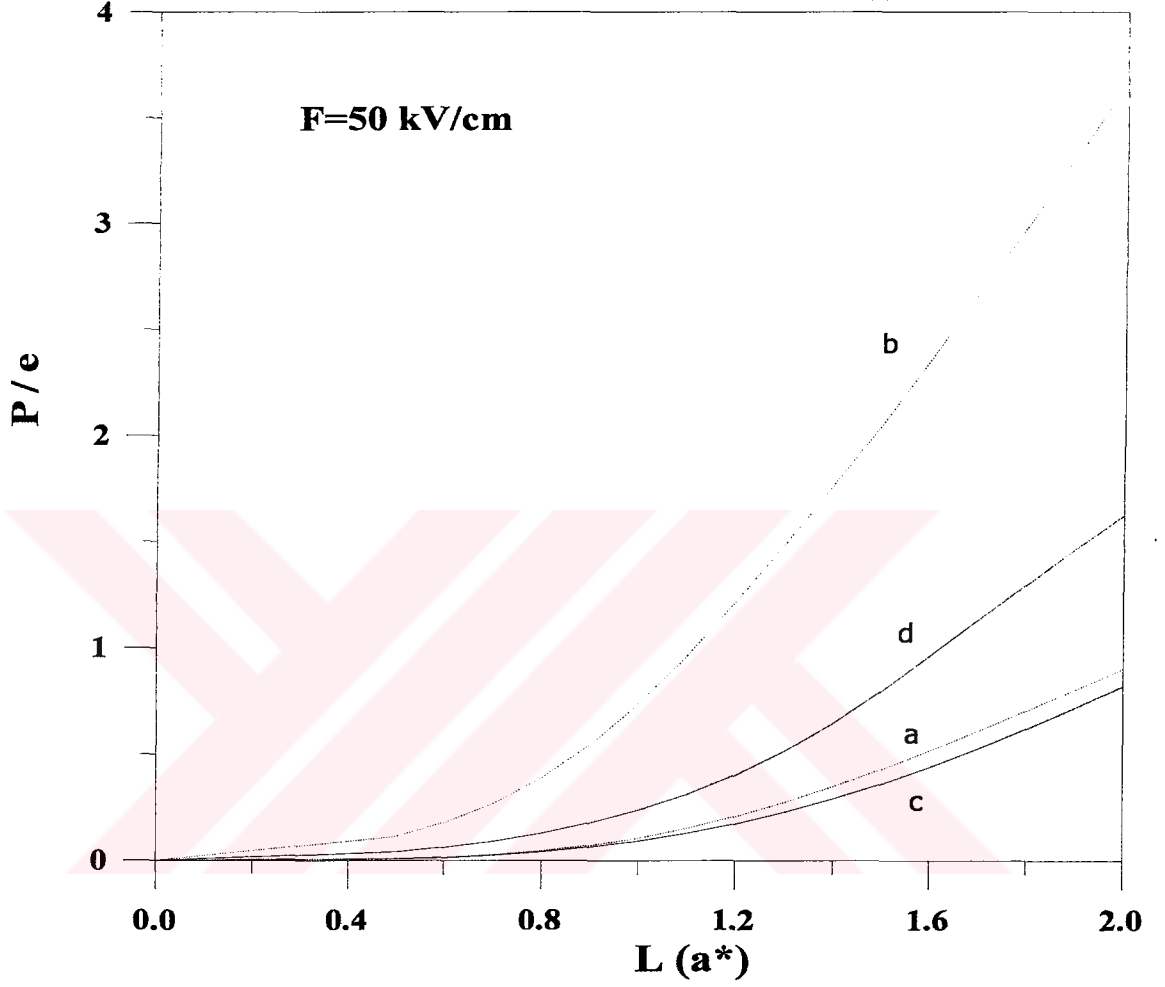
(c)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 15:**Kare kesitli  $L_x = L_y = L$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak sabit elektrik alan altında taban durumunda, polarizasyonun tel genişliğine bağlı grafiği.

$$(a) x_i = 0 \quad y_i = L_y / 2 \quad \theta = 90^\circ \quad \varphi = 45^\circ, (b) x_i = 0 \quad y_i = L_y / 2 \quad \theta = 60^\circ \quad \varphi = 45^\circ$$

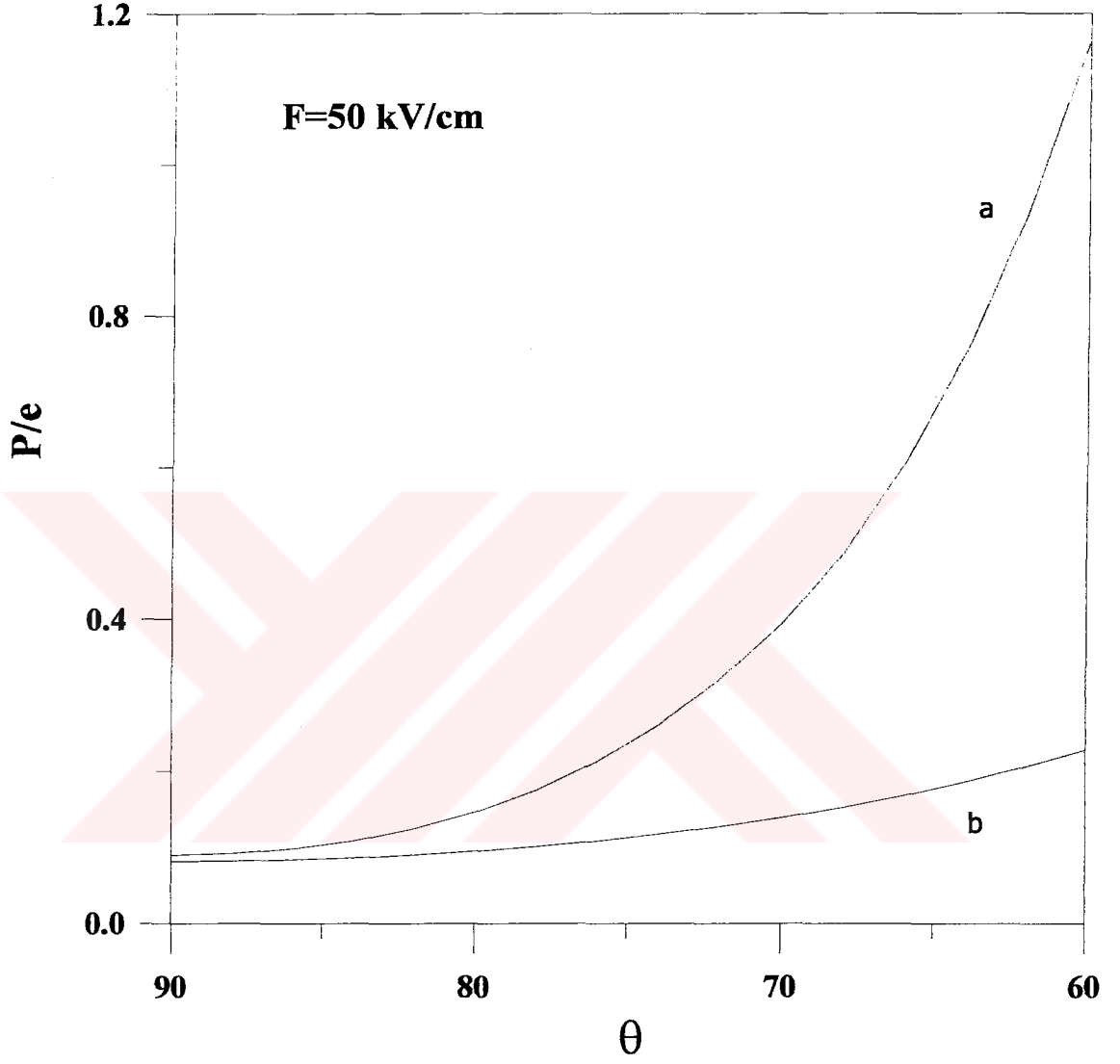
$$(c) x_i = y_i = 0 \quad \theta = 90^\circ \quad \varphi = 45^\circ, (d) x_i = y_i = 0 \quad \theta = 60^\circ \quad \varphi = 45^\circ$$



**Şekil 16:**Dikdörtgen kesitli  $L_x = 2L$  ,  $L_y = L$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak sabit elektrik alan altında taban durumunda, polarizasyonun tel genişliğine bağlı grafiği.

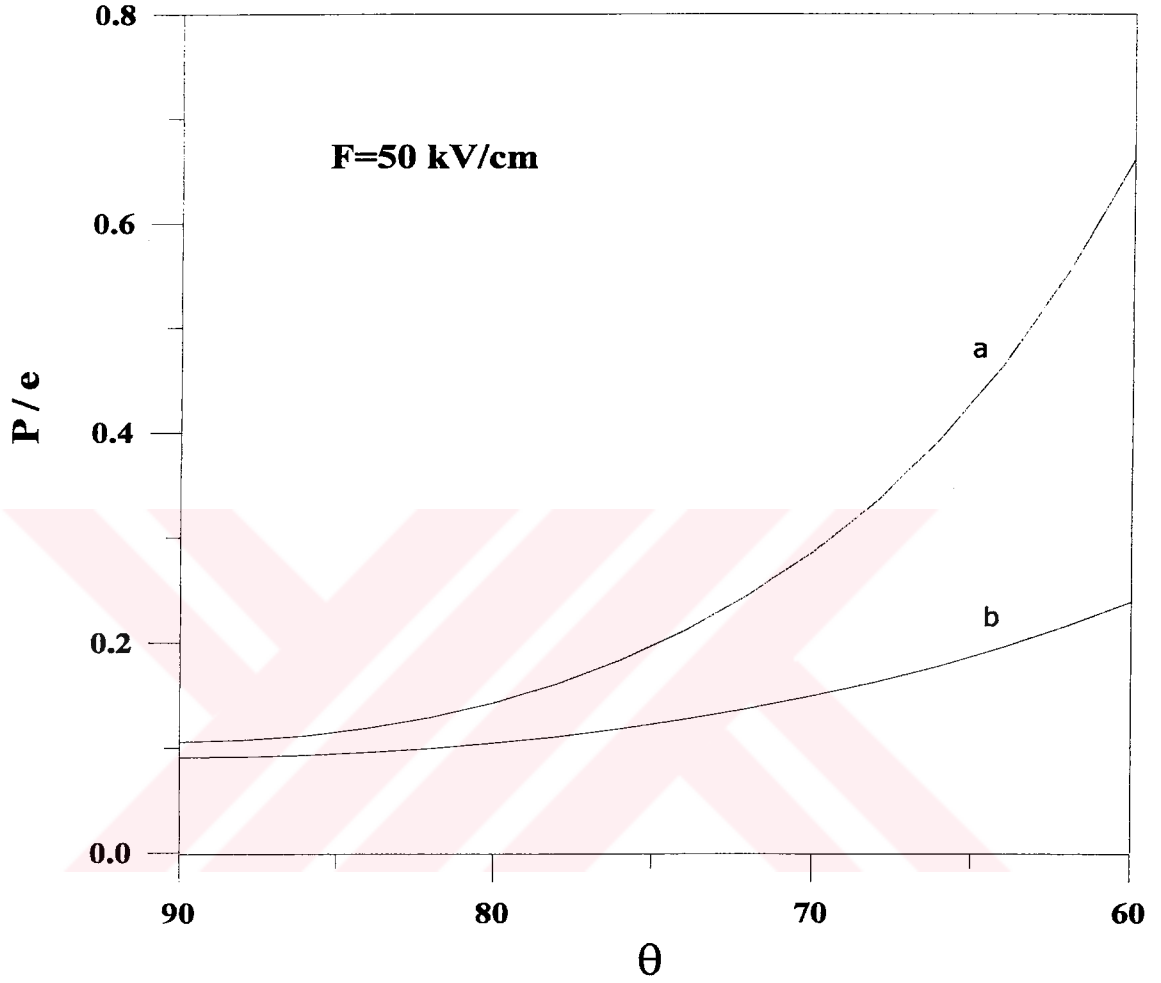
(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$ , (b)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$

(c)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 90^\circ$   $\varphi = 45^\circ$  , (d)  $x_i = y_i = 0$   $\theta = 60^\circ$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 17:**Kare kesitli  $L_x = L_y = 1.5a$  \* sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak sabit elektrik alan altında taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin  $\theta$  açısına bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y/2$   $\varphi = 45^\circ$  , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\varphi = 45^\circ$



**Şekil 18:**Dikdörtgen kesitli  $L_x = 2a * L_y = 1a *$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak sabit elektrik alan altında taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin  $\theta$  açısına bağlı grafiği.

(a)  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$   $\varphi = 45^\circ$  , (b)  $x_i = y_i = 0$   $\varphi = 45^\circ$

## 5.a Sonsuz Kuantum Telinde Manyetik Alan

Sonsuz kuantum teli içinde bulunan elektrona tel merkezinde ( $\vec{r}_i = 0$ ) bulunan bir yabancı atom varlığında, z eksenini boyunca manyetik alan uygulandığında  $a^*$  etkin Bohr yarıçapı uzunluk ve  $R^*$  etkin Rydberg enerji birimlerinde Hamilton operatörü,

$$H_2 = -\nabla^2 - \frac{2}{|\vec{r}|} + \frac{\gamma^2}{4}(x^2 + y^2) + \gamma L_z + V(x, y) \quad (5.a.1)$$

olur. (Zorkani vd. 1999, A.Sali vd. 2003) Burada  $\gamma$  manyetik alan terimi  $\gamma = \frac{\hbar w_c}{2 R^*}$ ,

$w_c = \frac{e B}{m^* c}$  'dir. Taban durumunda  $L_z$  açısal momentumun özdeğeri sıfır olur.  $\vec{r}$

vektörü elektronun konum vektörüdür. Buna göre  $H_2$  Hamilton operatörü,

$$H_2 = -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + \frac{\gamma^2}{4}(x^2 + y^2) + V(x, y) \quad (5.a.2)$$

yazılır. Bu durumda elektrona ait Schrödinger denklemi,

$$\left[ -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + \frac{\gamma^2}{4}(x^2 + y^2) \right] \Psi_2(x, y, z) = E_2 \Psi_2(x, y, z) \quad (5.a.3)$$

olur. (5.a.3) Schrödinger denkleminin analitik çözümü yoktur. Çözüm için yaklaşık çözüm yöntemi olan varyasyon yöntemini kullanıyoruz. Bu durumda deneme dalga fonksiyonu,

$$\Psi_2(x, y, z) = N_2 \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \exp\left(-\left(\frac{(x^2 + y^2)}{8a^2} + \frac{z^2}{8b^2}\right)\right) \quad (5.a.4)$$

olarak seçilir (Elangovan vd. 1993). Daha sonra denge durumunda enerjinin minimum olma koşulu kullanılarak  $a$  ve  $b$  varyasyon parametreleri belirlenir. Elektronun enerjisi

$$E_2 = \left[ \frac{\langle \Psi_2(x, y, z) | H_2 | \Psi_2(x, y, z) \rangle}{\langle \Psi_2(x, y, z) | \Psi_2(x, y, z) \rangle} \right]_{\min a, b} \quad (5.a.5)$$

olarak hesaplanır.



## 5.b Sonsuz Kuantum Telinde Manyetik Alan ve Elektrik Alan Varlığında İyonizasyon Enerjisi

Sonsuz kuantum teli içinde bulunan elektrona yabancı atom varlığında üç boyutlu elektrik alan ve z eksenini boyunca manyetik alan uygulandığında  $a^*$  etkin Bohr yarıçapı ve  $R^*$  etkin Rydberg birim sisteminde Hamilton operatörü,

$$H_3 = -\nabla^2 - \frac{2}{|\vec{r}|} + e\vec{F}\cdot\vec{r} + \frac{\gamma^2}{4}(x^2 + y^2) + \gamma L_z + V(x, y) \quad (5.b.1)$$

olur. (Zounoubi vd. 2001) Burada  $\vec{r}$  vektörü elektronun konumunu,  $\vec{F}$  elektrik alan vektörünü,  $\gamma$  manyetik alan terimini gösterir. Bunlar sırasıyla,

$$\vec{r} = x\vec{e}_1 + y\vec{e}_2 + z\vec{e}_3, \quad \gamma = \frac{\hbar w_c}{2R^*}, \quad \vec{F} = F_x\vec{e}_1 + F_y\vec{e}_2 + F_z\vec{e}_3 \quad (5.b.2)$$

$$\vec{F} = F \sin \theta \cos \varphi \vec{e}_1 + F \sin \theta \sin \varphi \vec{e}_2 + F \cos \theta \vec{e}_3$$

dır. Buna göre  $H_3$  Hamilton operatörü tasvir edilen sistem için açık yazılırsa,

$$H_3 = \left[ \begin{array}{l} -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + |e| (F_x\vec{e}_1 + F_y\vec{e}_2 + F_z\vec{e}_3) \cdot (x\vec{e}_1 + y\vec{e}_2 + z\vec{e}_3) \\ + \frac{\gamma^2}{4}(x^2 + y^2) - \frac{2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + V(x, y) \end{array} \right] \quad (5.b.3)$$

$$H_3 = \left[ \begin{array}{l} -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + |e| (x F_x + y F_y + z F_z) \\ + \frac{\gamma^2}{4}(x^2 + y^2) - \frac{2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + V(x, y) \end{array} \right] \quad (5.b.4)$$

$$H_3 = \left[ \begin{array}{l} -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + |e| F (x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta) \\ + \frac{\gamma^2}{4} (x^2 + y^2) - \frac{2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + V(x, y) \end{array} \right] \quad (5.b.5)$$

yazılır. Elektrik alan terimi  $\eta = |e| F$  olmak üzere  $H_3$  Hamilton operatörü,

$$H_3 = \left[ \begin{array}{l} -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \eta (x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta) \\ + \frac{\gamma^2}{4} (x^2 + y^2) - \frac{2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + V(x, y) \end{array} \right] \quad (5.b.6)$$

olur. Elektronun Schrödinger denklemi,

$$\left[ \begin{array}{l} \left( -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\gamma^2}{4} (x^2 + y^2) - \frac{2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \\ + \eta (x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta) \end{array} \right] \Psi_1(x, y, z) = E_i \Psi_1(x, y, z) \quad (5.b.7)$$

yazılır. (5.b.7) Schrödinger denkleminin tam analitik çözümü olmadığından yaklaşık çözüm yöntemi olan varyasyon yöntemi kullanılır. Bu denkleme göre deneme dalga fonksiyonu,

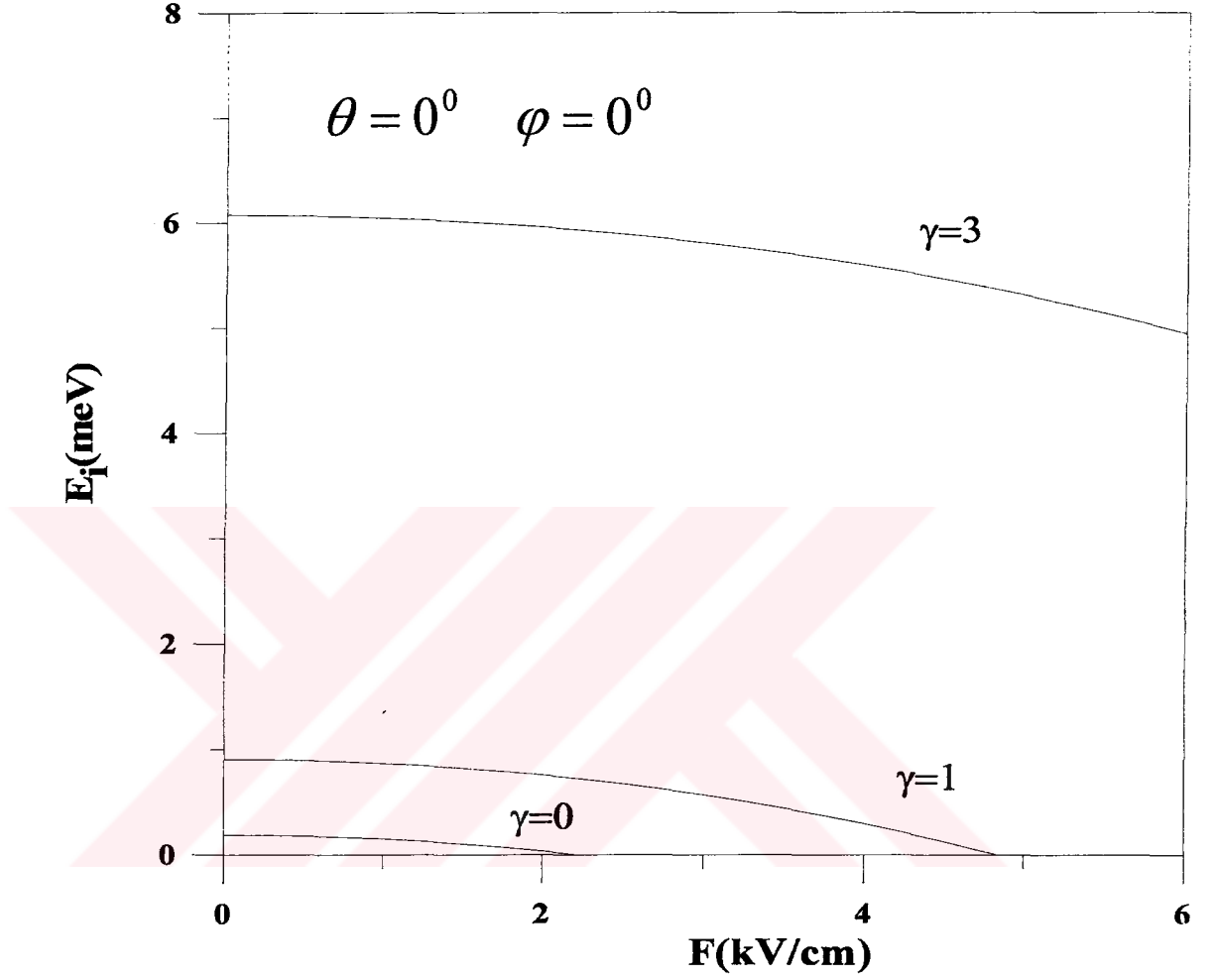
$$\Psi_3(x, y, z) = \left[ \begin{array}{l} N_3 \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \exp\left(-\left(\frac{x^2 + y^2}{8a^2} + \frac{z^2}{8b^2}\right)\right) \\ \exp(-\beta (x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta)) \end{array} \right] \quad (5.b.8)$$

olarak seçilir. Bölüm (5.a)'da belirlenen  $a$  ve  $b$  varyasyon parametreleri  $\Psi_3(x, y, z)$  dalga fonksiyonunda yerine yazılır. Buradan denge durumunda enerjinin minimum olma koşulu kullanılarak  $\beta$  varyasyon parametresi belirlenir ve sistemin manyetik alan, elektrik alan ve yabancı atom varlığında iyonizasyon enerjisi hesaplanmış olur. İyonizasyon enerjisi,

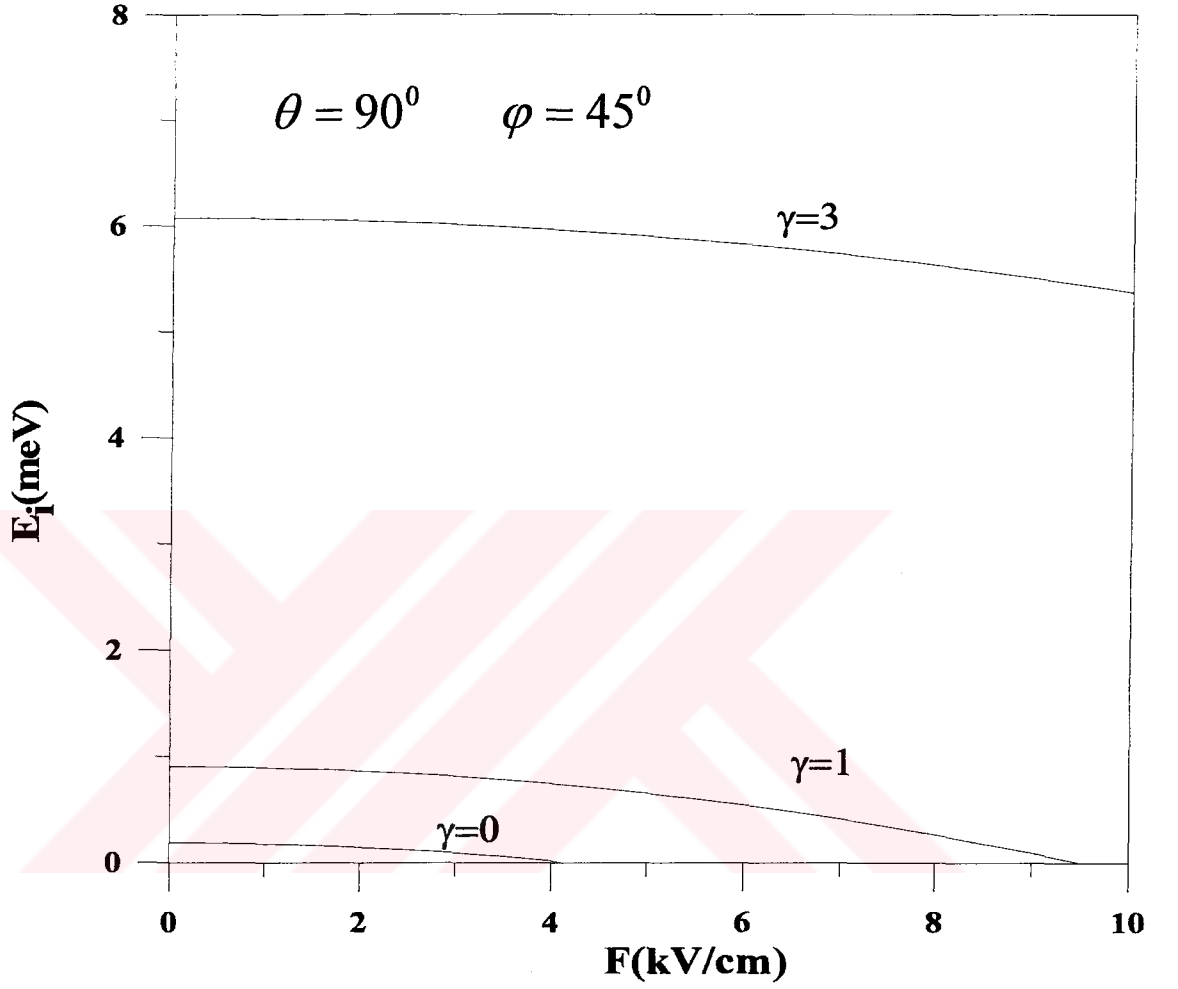
$$E_i = \left[ \frac{\langle \Psi_3(x, y, z) | H_3 | \Psi_3(x, y, z) \rangle}{\langle \Psi_3(x, y, z) | \Psi_3(x, y, z) \rangle} \right]_{\min a, b, \beta} \quad (5.b.9)$$

olarak hesaplanır. (Manyetik Alan, Elektrik Alan ve Yabancı Atom Var.)

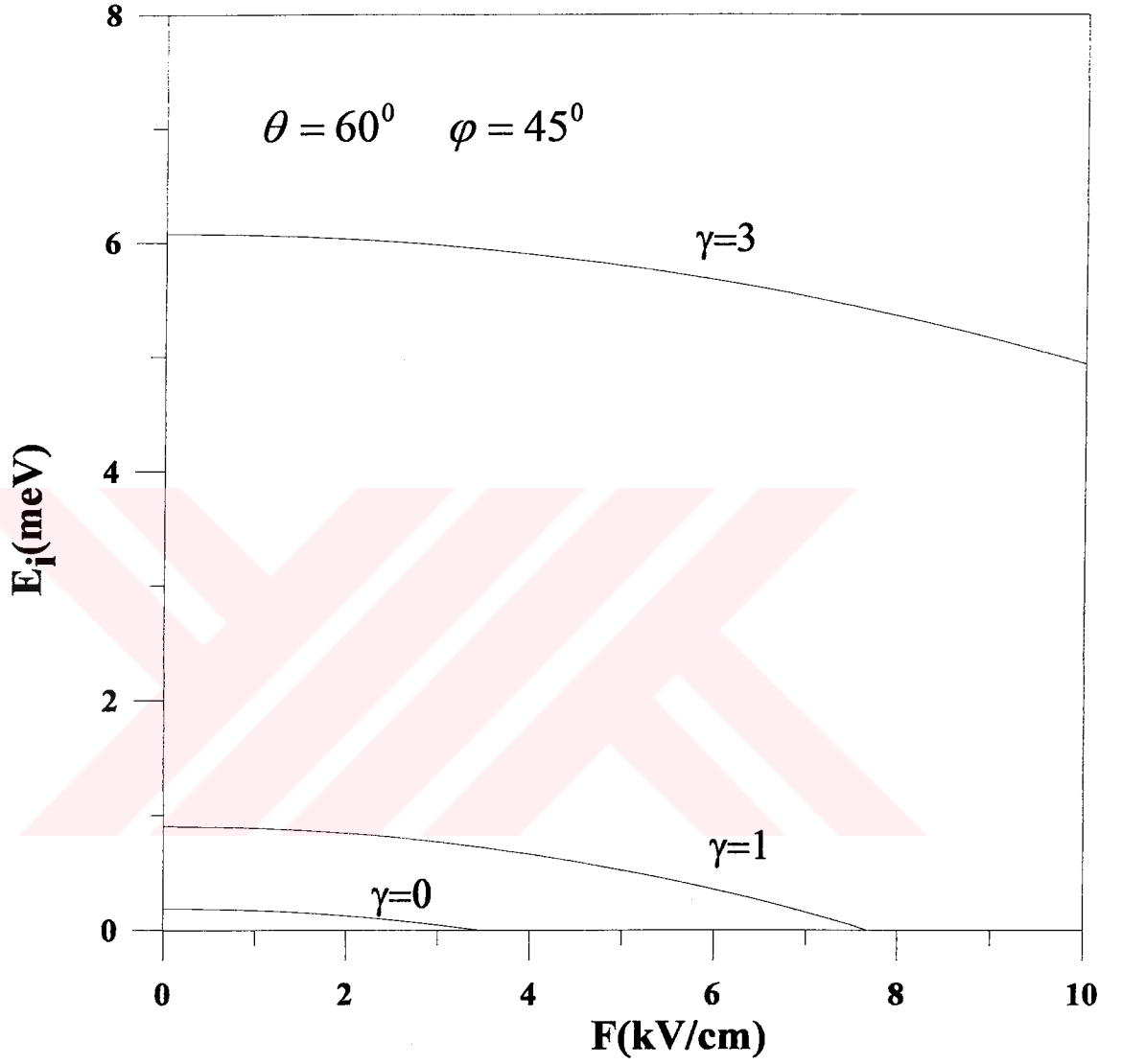
Kare kesitli sonsuz kuantum telinde taban durumunda, yabancı atom merkezde alınarak  $\gamma = 0,1,3$  farklı manyetik alan şiddetlerinde ve  $\theta = 0, \varphi = 0$  alınarak elektrik alan tek boyutta,  $\theta = 90, \varphi = 45$ 'te iki boyutta ve  $\theta = 60, \varphi = 45$ 'te üç boyutta uygulanarak, iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı değişim grafiği Şekil 19, Şekil20 ve Şekil 21'de verilmiştir.



**Şekil 19:** Kare kesitli  $L_x = L_y = 3a^*$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom merkezde alınarak farklı manyetik alan şiddetlerinde taban durumunda iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı grafiği.



**Şekil 20:** Kare kesitli  $L_x = L_y = 3a$  \* sonsuz kuantum telinde, yabancı atom merkezde alınarak farklı manyetik alan şiddetlerinde taban durumunda iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı grafiği.



**Şekil 21:**Kare kesitli  $L_x = L_y = 3a$  \* sonsuz kuantum telinde, yabancı atom merkezde alınarak farklı manyetik alan şiddetlerinde taban durumunda iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı grafiği.

## 6. Sonsuz Kuantum Telinde Manyetik Alan Etkisinde Polarizasyon

Sonsuz kuantum teli içinde bulunan elektrona yabancı atom varlığında,  $x$ - $y$  düzlemine dik,  $z$  eksenini boyunca manyetik alan uygulandığında taban durumunda elektrik alanın yokluğunda ve varlığında Hamilton operatörü ve dalga fonksiyonları sırasıyla,

$$H_2 = -\nabla^2 - \frac{2}{|\vec{r}|} + \frac{\gamma^2}{4}(x^2 + y^2) + \gamma L_z + V(x, y) \quad (5.a.1)$$

ve (Sali vd. 2003)

$$\Psi_2(x, y, z) = N_2 \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \exp\left(-\left(\frac{x^2 + y^2}{8a^2} + \frac{z^2}{8b^2}\right)\right) \quad (5.a.4)$$

$$H_3 = -\nabla^2 - \frac{2}{|\vec{r}|} + e\vec{F}\cdot\vec{r} + \frac{\gamma^2}{4}(x^2 + y^2) + \gamma L_z + V(x, y) \quad (5.b.1)$$

ve (Messaoudi vd. 2002)

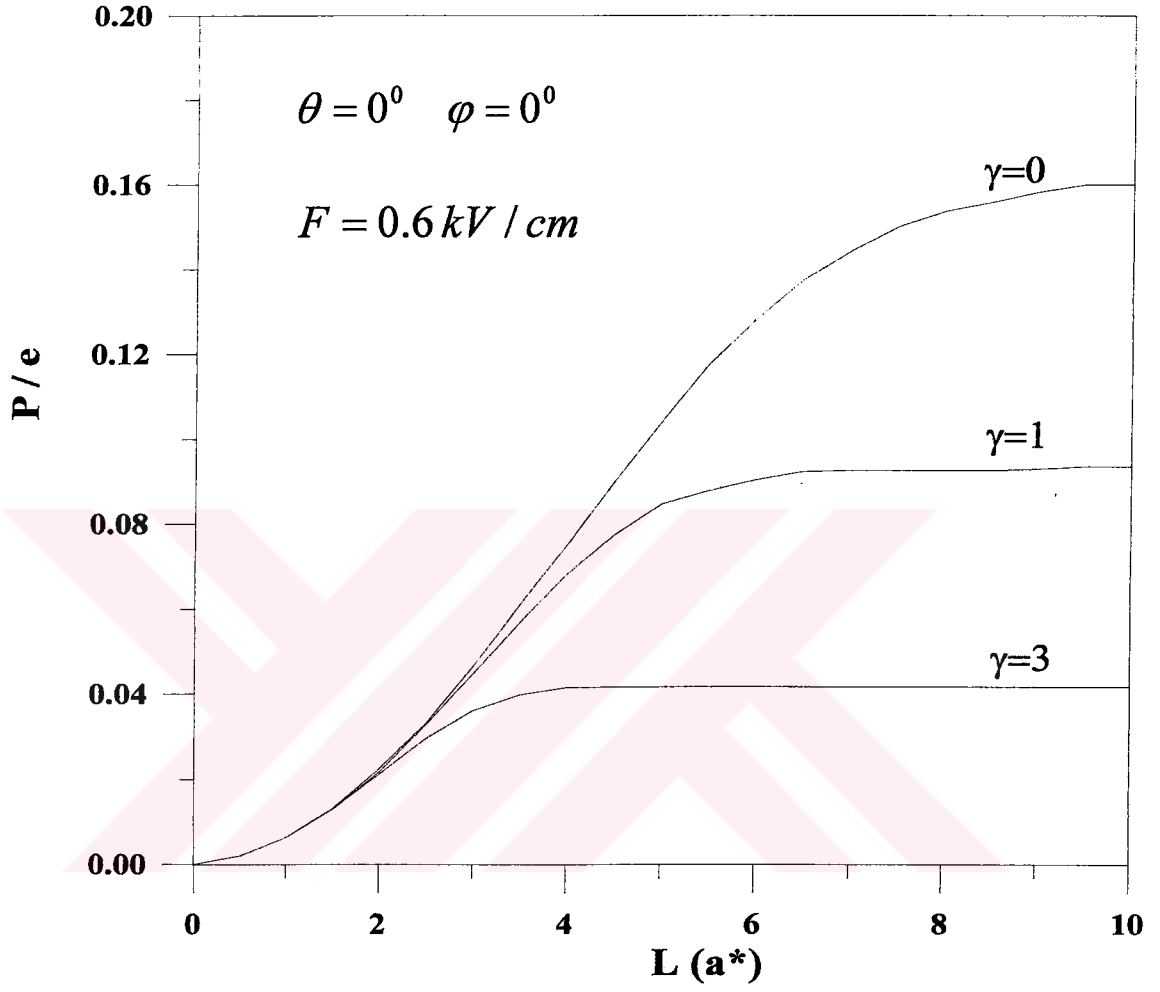
$$\Psi_3(x, y, z) = \left[ \begin{array}{l} N_3 \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \exp\left(-\left(\frac{x^2 + y^2}{8a^2} + \frac{z^2}{8b^2}\right)\right) \\ \exp(-\beta (x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta)) \end{array} \right] \quad (5.b.8)$$

yazılır. Burada  $a$ ,  $b$  ve  $\beta$  varyasyonel parametrelerdir. Bu parametrelerin belirlenmesi bölüm 5.a ve bölüm 5.b'de anlatıldı. Bu durumda manyetik alan ve elektrik alan varlığında polarizasyon,

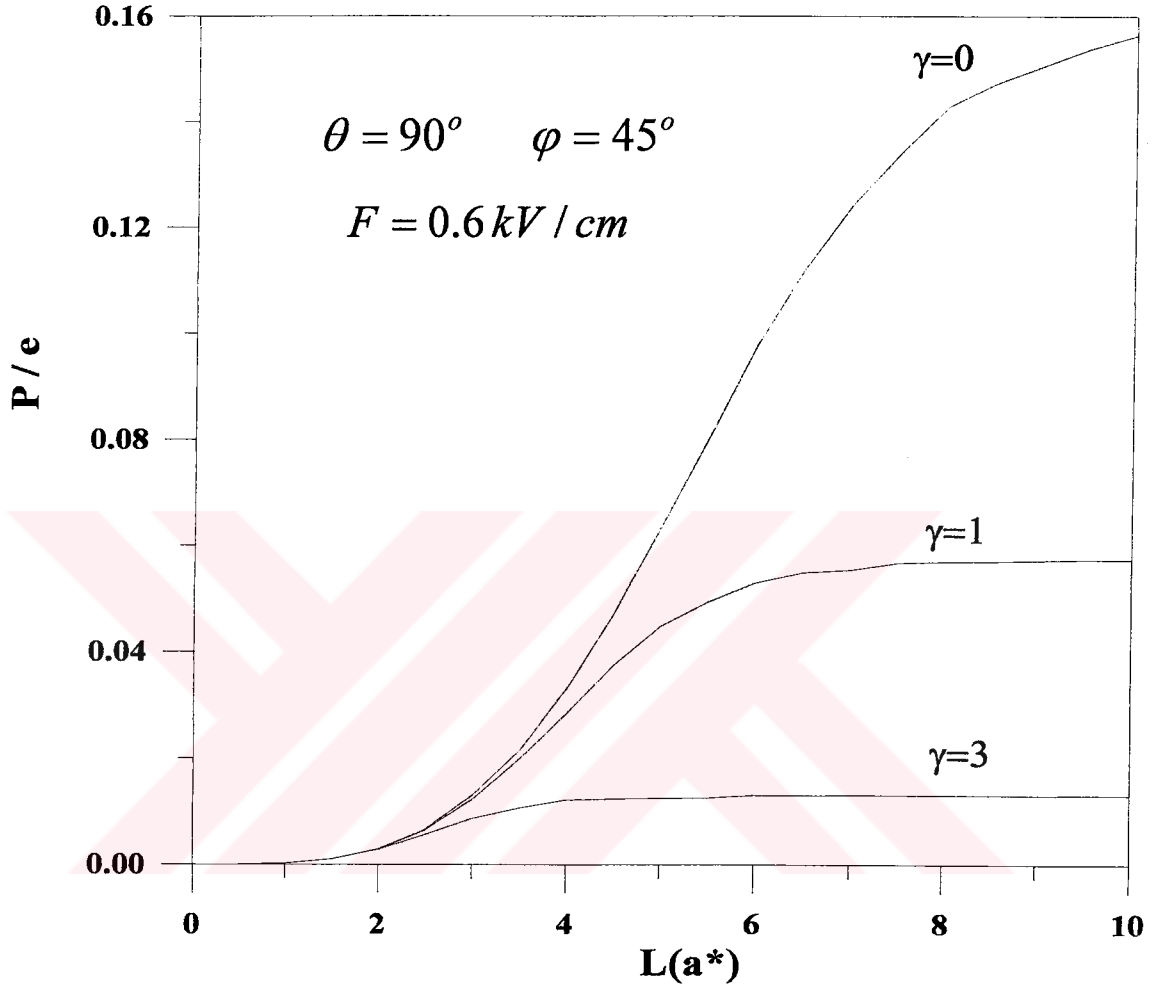
$$\frac{P}{e} = \left[ \begin{array}{l} - \left[ \frac{\langle \Psi_3(x, y, z) | (x \cos \varphi \sin \theta + y \sin \varphi \sin \theta + z \cos \theta) | \Psi_3(x, y, z) \rangle}{\langle \Psi_3 | \Psi_3 \rangle} \right]_{F \neq 0} \\ + \left[ \frac{\langle \Psi_2(x, y, z) | (x \cos \varphi \sin \theta + y \sin \varphi \sin \theta + z \cos \theta) | \Psi_2(x, y, z) \rangle}{\langle \Psi_2 | \Psi_2 \rangle} \right]_{F=0} \end{array} \right] \quad (6.1)$$

olarak hesaplanır.

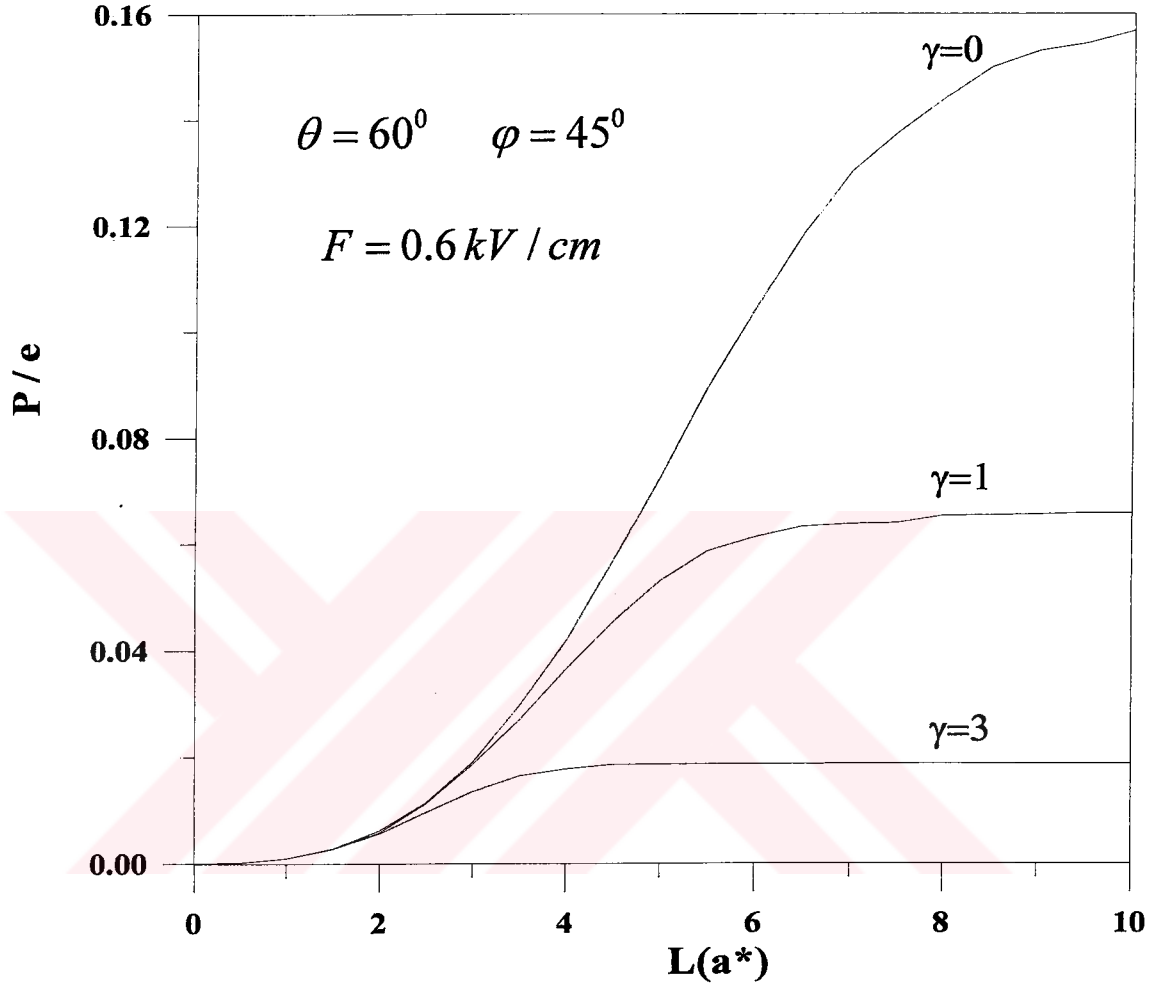
Kare kesitli sonsuz kuantum telinde, taban durumunda,  $\gamma = 0,1,3$  farklı manyetik alan şiddetlerinde, sabit elektrik alan altında tek boyutta, iki boyutta ve üç boyutta elektrik alan uygulanarak polarizasyonun  $L$  tel genişliğine bağlı değişim grafikleri Şekil 22, Şekil 23 ve Şekil 24'te verilmiştir. Aynı durum tel genişliği sabit tutularak, polarizasyonun elektrik alana bağlı grafikleri Şekil 25, Şekil 26 ve Şekil 27'de çizilmiştir.



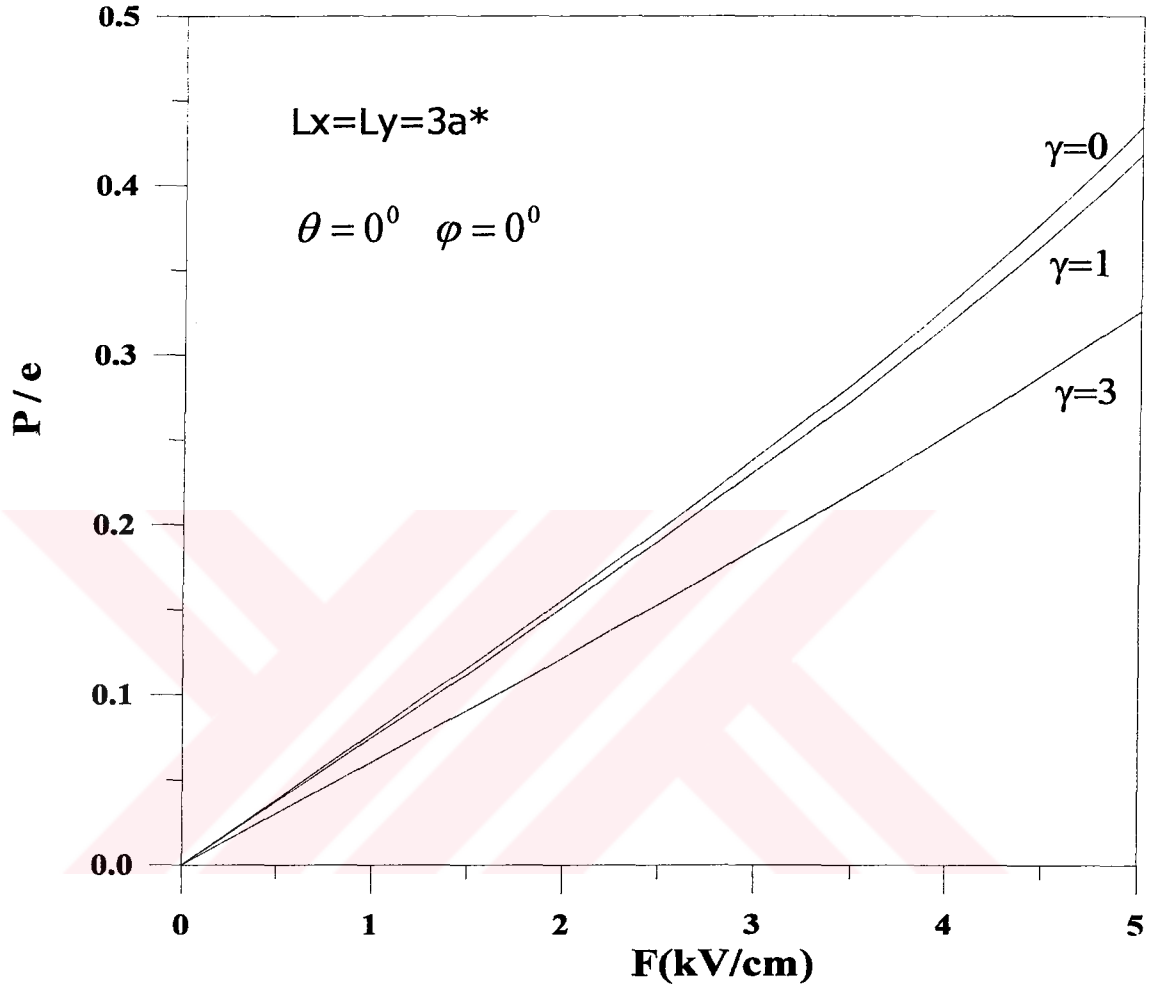
**Şekil 22:** Kare kesitli  $L_x = L_y = L$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom merkezde alınarak farklı manyetik alan şiddetlerinde polarizasyonun tel genişliğine bağlı grafiği.



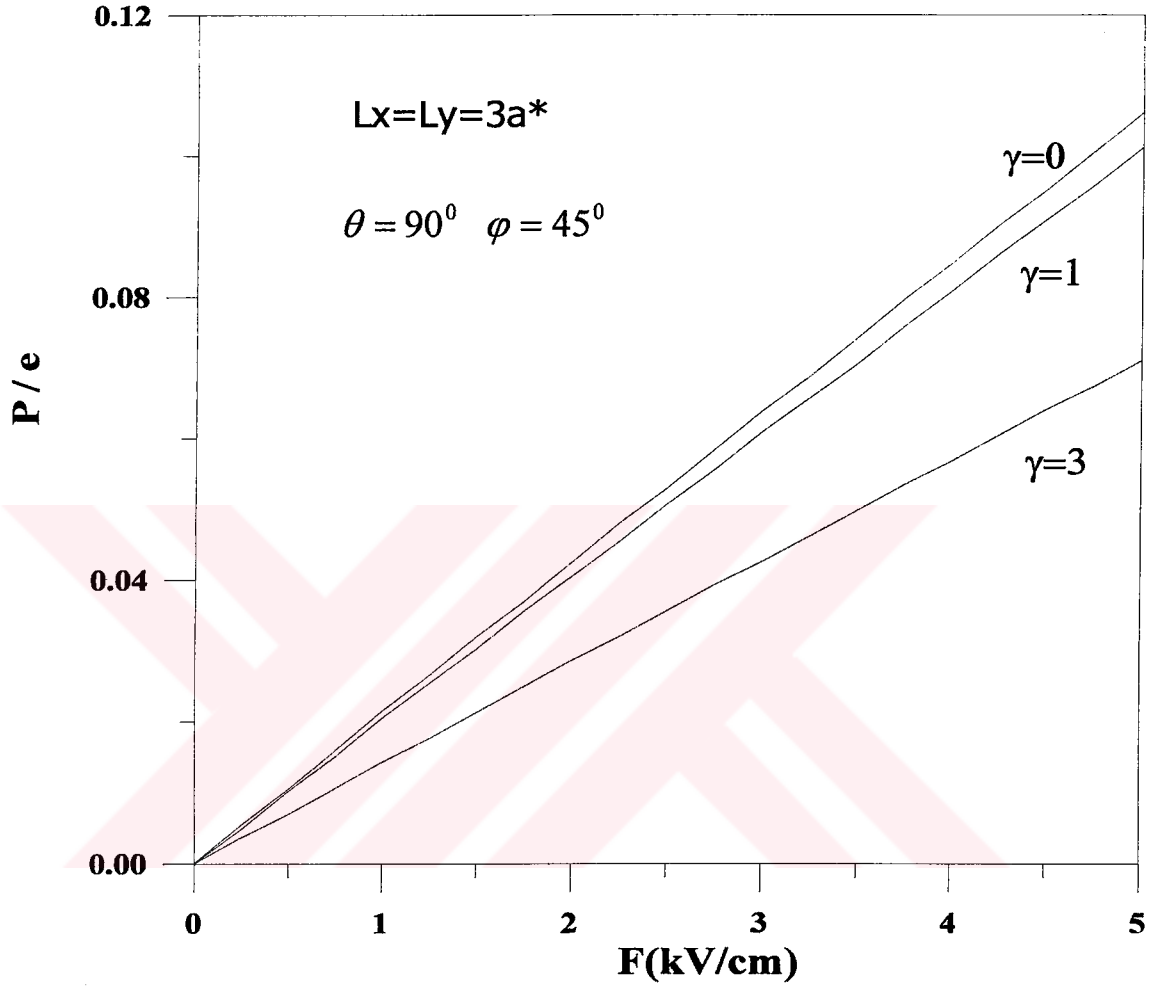
**Şekil 23:** Kare kesitli  $L_x = L_y = L$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom merkezde alınarak farklı manyetik alan şiddetlerinde polarizasyonun tel genişliğine bağlı grafiği.



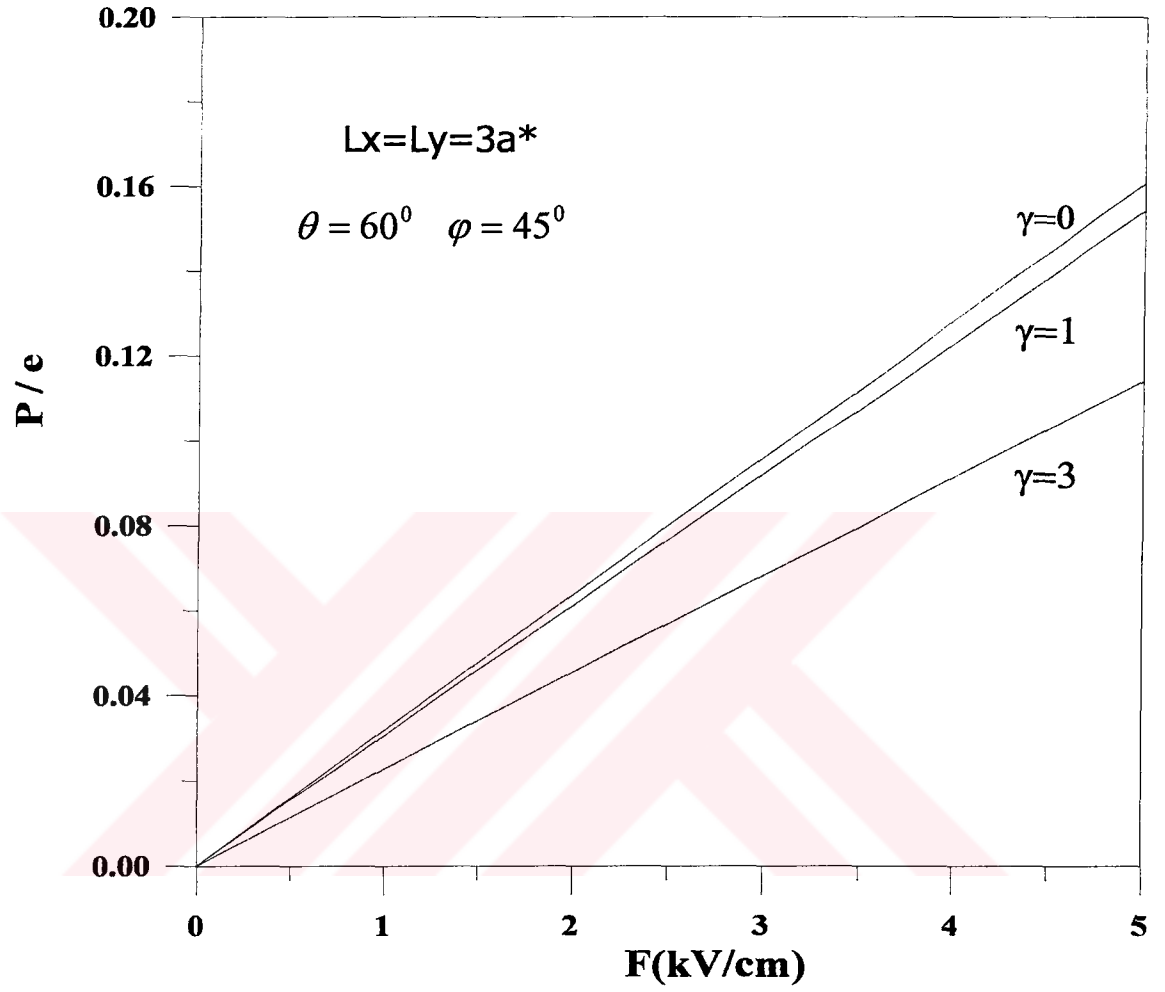
**Şekil 24:**Kare kesitli  $L_x = L_y = L$  sonsuz kuantum telinde, yabancı atom merkezde alınarak farklı manyetik alan şiddetlerinde polarizasyonun tel genişliğine bağlı grafiği.



**Şekil 25:**Kare kesitli sonsuz kuantum telinde, yabancı atom merkezde alınarak farklı manyetik alan şiddetlerinde polarizasyonun elektrik alana bağlı grafiği.



**Şekil 26:**Kare kesitli sonsuz kuantum telinde yabancı atom merkezde alınarak farklı manyetik alan şiddetlerinde polarizasyonun elektrik alana bağlı grafiği.



**Şekil 27:**Kare kesitli sonsuz kuantum telinde yabancı atom merkezde alınarak farklı manyetik alan şiddetlerinde polarizasyonun elektrik alana bağlı grafiği.

## SONUÇ VE TARTIŞMA

Şekil 1 ve şekil 2’de kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde, yabancı atom etkisindeki elektronun taban durumunda, iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı değişim grafiği çizilmiştir. Elektrik alan tek ve iki boyutta uygulanmış ve bulunan sonuçların literatürle uyum içerisinde olduğu görülmüştür.(H.T. Cao vd 1994, V. Narayani vd 1994)

Şekil 3 ve şekil 4’te kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde yabancı atom konumu  $x_i = y_i = 0$ ’da ve  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ ’de ve elektrik alanın eksen bileşeni  $\theta = 90^\circ$  ve  $\theta = 60^\circ$  alınarak iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı değişimi verilmektedir. Elektrik alanın düzlem açısı  $\varphi = 45^\circ$  alınmıştır.  $\theta = 60^\circ$  elektrik alanın uzaysal bileşeninin etkisini ifade etmek için  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$  ve  $x_i = y_i = 0$  yabancı atom konumunda iyonizasyon enerjisi şekil 3’te (b) ve (d) eğrileriyle gösterilmiştir. Yabancı atom  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ ’de ve elektrik alanın uzaysal bileşeni  $\theta = 60^\circ$  alınarak iyonizasyon enerjisi, yaklaşık olarak  $F \approx 60$  kV/cm elektrik alan şiddetinde sıfır limit değerine ulaşırken yabancı atom merkezde alındığında yaklaşık  $F \approx 120$  kV/cm elektrik alan şiddetinde limit değerine ulaşmaktadır.

Şekil 4’te aynı durum dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum teli için incelenmiş ve iyonizasyon enerjisinin yabancı atom  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ ’de iken yaklaşık  $F \approx 95$  kV/cm’de,  $x_i = y_i = 0$ ’de ise  $F \approx 140$  kV/cm elektrik alan şiddetinde sıfır limit değerine ulaştığı görülmüştür.

Şekil 5 ve Şekil 6’da kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde, farklı yabancı atom konumlarında ve sabit elektrik alan altında, taban durumunda iyonizasyon enerjisinin  $\theta$  açısına bağlı değişim grafiği verilmektedir.

Şekil 5’te sonsuz tele  $F = 50$  kV/cm şiddetinde sabit elektrik alan uygulanmıştır. Yabancı atomun konumu  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ ’de iken  $\theta$  açısı yaklaşık olarak  $55^\circ$ ’de limit değerine giderken,  $x_i = y_i = 0$ ’da bu durum yaklaşık  $35^\circ$ ’dir.

Şekil 6'da aynı durum kare kesitli sonsuz kuantum teli için incelenmiş ve yabancı atom  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ 'de iken  $\theta$  açısı yaklaşık  $45^\circ$ 'ye kadar iyonizasyon verirken,  $x_i = y_i = 0$ 'da bu yaklaşık  $30^\circ$  civarındadır.

Şekil 7 ve Şekil 8'de kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde, yabancı atom telin merkezinde alınarak  $F = 50$  kV/cm sabit elektrik alan altında iyonizasyon enerjisinin tel genişliğine bağlı değişim grafiği verilmiştir. Şekil 7 (a)'da elektrik alanın eksen bileşeni  $\theta = 90^\circ$ 'da, (b)'de ise  $\theta = 60^\circ$ 'da alınarak iki ve üç boyutlu elektrik alan uygulanmıştır. Uzaysal bileşen  $\theta = 60^\circ$  alınarak sabit elektrik alan uygulandığında elektron yaklaşık  $1.95a^*$  tel genişliğinde iyonize olmaktadır. Bu limit  $\theta = 90^\circ$ 'de yaklaşık  $2.2a^*$  civarındadır. Daha büyük elektrik alan şiddetlerinde tel genişliği limiti azalır.

Şekil 8'de dikdörtgen kesitli tel için aynı durum incelenmiş ve elektrik alanın uzaysal bileşeni  $\theta = 60^\circ$  alındığında iyonizasyon enerjisi yaklaşık  $1.46a^*$  civarında iyonize olurken  $\theta = 90^\circ$  için yaklaşık  $1.63a^*$  civarında hesaplanmıştır.

Şekil 9 ve Şekil 10'da kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde, yabancı atom konumu dikkate alınarak  $P/e$ 'nin  $F$  elektrik alana bağlı grafiği verilmiştir. Elektrik alan tek ve iki boyutta uygulanmıştır. Elektrik alan arttıkça polarizasyonunda arttığı görülmektedir. Bulunan sonuçlar literatürle uyum içerisindedir. (H.T. Cao vd 1994, V. Narayani vd 1994)

Şekil 11 ve Şekil 12'de kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde, farklı yabancı atom konumlarında, polarizasyonun elektrik alana bağlı değişim grafikleri verilmiştir. Şekil 11'de yabancı atom konumu  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ 'de ve elektrik alanın eksen bileşeni  $\theta = 90^\circ$  ve  $\theta = 60^\circ$  alınmıştır. Bu grafikten görüldüğü gibi elektrik alan artışıyla polarizasyonda artmaktadır. Özellikle bu durum yabancı atom  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ 'de ve uzaysal bileşen  $\theta = 60^\circ$  iken daha çok göze çarpar. Polarizasyondaki bu artış  $\theta = 90^\circ$  için  $\theta = 60^\circ$  ile karşılaştırıldığında nispeten ihmal edilebilir. Şekil 12'de dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum teli incelenmiş ve benzer sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Şekil 13 ve Şekil 14'te kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde, yabancı atom varlığında ve sabit elektrik altında taban durumunda polarizasyonun tel

genişliğine bağlı grafikleri çizilmiştir. Elektrik alanın eksen bileşeni  $\theta = 90^\circ$  ve düzlem açısı  $\varphi = 0^\circ$  alınarak tek boyutta elektrik alan ve  $\varphi = 45^\circ$  alınarak iki boyutlu elektrik alan uygulanmıştır. Tel genişliği arttıkça polarizasyonun arttığı görülmektedir.

Şekil 15 ve Şekil 16'da kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum teline iki ve üç boyutlu elektrik alan uygulanarak polarizasyonun tel genişliğine bağlı değişimine bakılmıştır. Şekil 15'te (a) ve (b)'de yabancı atom konumu  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ 'de (a)'da elektrik alanın uzaysal bileşeni  $\theta = 90^\circ$  (b)'de ise  $\theta = 60^\circ$  olarak alınmıştır. Grafikten de görüldüğü gibi polarizasyondaki artış uzaysal bileşen  $\theta = 60^\circ$  iken  $\theta = 90^\circ$ 'ye göre çok fazladır. Polarizasyondaki bu artış  $\theta = 90^\circ$ ,  $\theta = 60^\circ$  ile karşılaştırıldığında nispeten ihmal edilebilir.

Şekil 17 ve Şekil 18'de kare ve dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde yabancı atom konumu hesaba katılarak polarizasyonun uzaysal açıya bağlı değişim grafiği verilmektedir. Şekil 17 (a)'da yabancı atomun konumu  $x_i = 0$   $y_i = L_y / 2$ 'de, (b)'de yabancı atom  $x_i = y_i = 0$ 'de alınmıştır. (a)'daki durumun açıya bağlı polarizasyonu (b)'dekinden daha fazladır. Şekil 18'de dikdörtgen kesitli sonsuz kuantum telinde polarizasyonun açıya bağımlılığına bakılmış ve benzer değişim görülmüştür.

Şekil 19, Şekil 20 ve Şekil 21'de manyetik alan ve elektrik alan etkisinde kare kesitli sonsuz kuantum telinde yabancı atom merkezde alınarak taban durumunda iyonizasyon enerjisinin elektrik alana bağlı grafiği çizilmiştir. Şekil 19'da z yönünde manyetik alan ve elektrik alan uygulanmış manyetik alan şiddeti arttıkça iyonizasyon enerjisinin arttığı görülmüştür. Manyetik alan şiddeti  $\gamma = 0$  için iyonizasyon enerjisi  $F = 2$  kV/cm elektrik alan şiddetinde sıfır limit değerine ulaşırken,  $\gamma = 1$  manyetik alan şiddetinde ise yaklaşık  $F = 5$  kV/cm'de sıfır limit değerine ulaşmaktadır.

Şekil 20'de z yönünde manyetik alan ve düzlemde elektrik alan uygulanmıştır. Elektrik alan arttıkça iyonizasyon enerjisinin azaldığı ve buna karşılık manyetik alan şiddeti arttıkça iyonizasyon enerjisinin arttığı görülmektedir.  $\gamma = 0$  manyetik alan şiddetinde elektron yaklaşık  $F = 4$  kV/cm elektrik alan şiddetinde iyonize olurken  $\gamma = 1$  manyetik alan şiddetinde ise yaklaşık  $F = 9.5$  kV/cm iyonize olmaktadır.

Şekil 21’de z yönünde manyetik alan ve üç boyutlu elektrik alan uygulanmış ve  $\gamma = 0$  manyetik alan şiddetinde elektrik alan 3.5 kV/cm değerinde,  $\gamma = 1$ ’de ise 7.5 kV/cm değerinde iyonize olmuştur.

Şekil 22 ve Şekil 23’te manyetik alan ve elektrik alan uygulanarak polarizasyonun tel genişliğine bağlı değişim grafiği verilmektedir. Görüldüğü gibi tel genişliği arttıkça polarizasyon artmaktadır. Sonuçlar literatürle uyum içindedir. (A. Zounoubi 2001). Şekil 24’te z yönünde manyetik alan ve üç boyutlu elektrik alan uygulanarak hesaplar tekrarlanmıştır. Aynı davranış bu grafikte’de görülmektedir. Tel genişliği azaldıkça polarizasyonun azaldığı ve manyetik alan şiddeti arttıkça tel içinde elektronun hapsedilebilirliği arttığından polarizasyonun azaldığı görülmektedir.

Şekil 25, Şekil 26 ve Şekil 27’de farklı manyetik alan şiddetlerinde elektrik alanın polarizasyona bağlı grafiği çizilmiştir.

Şekil 25’te z yönünde elektrik alan ve manyetik alan uygulanarak elektrik alan arttıkça polarizasyonun arttığı, manyetik alan şiddeti arttıkça polarizasyonun azaldığı gözlenmektedir. Şekil 26 ve Şekil 27’de manyetik alan z yönünde, elektrik alan iki ve üç boyutta uygulanmış ve karakter olarak aynı oldukları görülmüştür.

## KAYNAKLAR

1. EL-SAID M., TOMAK M., “Polarizabilities of shallow donors in quantum well wires”, Phys.stat.sol.(b)171,K29,1992.
2. SUKUMAR B., NEVENEETHAKRISHNAN K., “Polarizability of a carrier in an isolated well of a quantum-well wire”, Phys.Rev.B.,Vol.41, Num.18., pp.12911, 1990.
3. BRUM JA., “Position-Depence of the impurity binding energy in quantum well wires”, Sol.stat.comm., Vol.54, Num.2, pp.179-181, 1985.
4. ULAŞ M., AKBAŞ H., TOMAK M., “Shollow donors in a quantum well wire:Electric field and geometrical effects”, Tr.J. of Phys. 22 pp.369-375 1998.
5. SUKUMAR B., NEVENEETHAKRISHNAN K., “Effect of dielectric screening on the donor states in a quantum well wire”, Sol.stat.comm., Vol. 74, Num.4, pp295-297,1990.
6. BRYANT GW., “:Hydrogenic impurity states in quantum-well wires: Shape effects”, Phys.Rev.B., :Vol.31, Num.12., pp.7812, 1985.
7. WEBER G., PAULO AM., “Shallow impurities in V-groove quantum wires.”, Phys.Rev.B., Vol.63, pp.113307, 2001.
8. OSORIO FAB., DEGANI MH., HIPOLITO O., “Bound impurity in GaAs – Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum-well wires”, Phys.Rev.B., :Vol.37, Num.13., pp.1402, 1988.
9. ULAŞ M., AKBAŞ H., TOMAK M., “Shallow donors in a quantum well wire: Electric field and geometrical effects”, Phys.stat.sol.(b)200, 67-73 1997.

10. OSORIO FAB., BORGES AN., CAPARICA AA., LEITE JR., “Polarizability of a donor impurity in a GaAs – AlGaAs quantum wire”, Sol.Stat.Comm.,Vol.103, Num.6, pp.375-380, 1997.
11. MONTES A., DUQUE CA., MONTENEGRO NP.(a), “Electric field effects on the states of a donor impurity in rectangular cross-section vacuum/GaAs/vacuum quantum-well wires”, J.Appl.Phys., Vol.84, Num.3, pp.1421, 1998.
12. MONTES A., DUQUE CA., MONTENEGRO NP.(b), “Binding energy of the ground and first few excited states of a shallow donor impurity in rectangular-cross-sectional area GaAs quantum well wires under applied electric field”, Phy.stat.sol.(b)210,731 1998.
13. ZOUNOUBI A., EL MESSAOUDI., ZORKANI I., JORIO A., “Magnetic field and finite barrier-height effect on the polarizability of a shallow donor in a GaAs quantum wire”, Superlattices and Microstructures, Vol.30, No.4,2001.
14. ZORKANI. I, MDAA A., ELKHENIFER R., “Finite –barrier height effect on the magnetoabsorption of a shallow donor in a quantum well wire”, Phy.stat.sol.(b)215,1005,1999.
15. ELANGO VAN A., NAVANEETHAKRISHNAN K., “Binding energy of a bound polaron in strong magnetic fields in low-dimensional semiconductor systems”, J. Phys. Condens. Matter 5,pp.4021-4028,1993.
16. CAO HT., THOAI DBT., “Effect of the electric field on a hydrogenic impurity in a quantum-well wire”, Physica B 205, pp.273-278, 1995.
17. NARAYANI V., SKUMAR S., “Polarizability of a shallow donor in a kuantum well wire-geometric effects”, Sol.stat.comm.,Vol 90, Num.9, pp. 575-579, 1994

18. DUQUE CA., MONTES A., MORALES AL., “*Binding energy and polarizability in GaAs-(Ga,As)As quantum well wires*”, Physica B302-303, pp.84-87, 2001.
19. SALI A., FLIYOU M., SATORI H., LOUMRHARI H., “*The effect of a strong magnetic field on the binding energy and the photoionization process in quantum-well wires*”, Journal of Phys. and chemistry of solids. 64, pp.31-41, 2003.
20. ILAWI KF., TOMAK M., “*Polarizabilities of shallow donors in finite-barrier quantum wires*”, Phys.Rev.B., Vol. 42,Num.5., pp.3132,1990.
21. EL-SAID M., TOMAK M., “*polarizabilities of shallow donors in quantum wells*”, Phys.Rev.B., Vol. 42,Num.5., pp.3129,1990.
22. AKTAŞ Ş., OKAN SE., AKBAŞ H., “*Electric field effect on the binding energy of a hydrogenic impurity in coaxial GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum well-wires*” Superlattices and Microstructures, 30(3), 129-134, 2001.
23. BRYANT GW., “*Hydrogenic impurity states in quantum-well wires*”, Phys.Rev.B., :Vol.29, Num.12., pp.6632, 1984.
24. SNIDER GL., TAN IH., HU EL., “*Electron states in mesa-etched one-dimensional quantum well wires*”, J. Appl. Phys.68(6),pp.2849,1990.
25. BROWN JW., SPECTOR HN., “*Hydrogen impurities in quantum well wires*”, J.Appl.Phys.59(4),pp.1179,1985.
26. KASAPOĞLU E., SARI H., SOKMEN I., “*Hydrogenic impurities in graded GaAs-(Ga,Al)As quantum well wires in an electric field*”, Physica B 315 pp.261-266 2002.
27. MIKHAILOV ID., ESCORCIA R., SIERRA-ORTEGA J., “*The binding energies of shallow donor impurities in GaAs-(Ga,Al)As coaxial quantum-well wires*”, Phys.stat.sol.(b) 220,pp.195, 2000.

28. LAI WY., SARMA SD., "Ground-state variational wave function for the quasi-one-dimensional semiconductor quantum wire", Physical Review B, Vol.33, Num.12 1986.
29. VIVAS-MORENO JJ., PORRAS-MONTENEGRO N., "The effect of quantum confinement and magnetic fields on the binding energy of hydrogenic impurities in low-dimensional systems", Phys. stat. sol. (b) 220, pp.723, 1998.
30. AKBAŞ H., AKTAŞ Ş., OKAN SE., ULAŞ M., "Acceptor 1s-2p transitions in GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As quantum wells: Effects of spatially dependent screening under electric and magnetic fields", Phys. stat. sol. (b) 205, pp.537, 1998.
31. KOREPOV SV., LIBERMAN MA., "Impurity states in coupled quantum wires in magnetic field", Physics Letters A. 233, pp.121-129, 1997.
32. WEBER G., SCHULZ PA., OLIVEIRA LE., "Density of states and energy spectra of hydrogenic impurities in quantum-well wires", Physical Review B, Vol.38, Num.3 1988.
32. CHUU DS., HSIAO CM., MEI WN., "Hydrogenic impurity states in quantum dots and quantum wires", Physical Review B, Vol.46, Num.7 1992.
33. CSAVINSZKY P., OYOKO H., "Binding energy of on-axis hydrogenic and nonhydrogenic donors in a GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum-well wire of circular cross section", Physical Review B, Vol.43, Num.11 1991.
34. XIAO Z., ZHU J., HE F., "Impurity binding energy of a cylindrical quantum wire in a magnetic field", Phys. stat. sol. (b) 191, pp.401, 1995.
35. BRUM JA., PRIESTER C., ALLAN G., "Electric field dependence of the binding energy of shallow donors in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum wells", Physical Review B, Vol.32, Num.4 1985.

36. SUNDER B., *"Binding energies of a confined hydrogenic impurity in a semiconductor quantum well"*, Physical Review B, Vol.45, Num.15 1992.
37. SZWACKA T., *"A variational study of donors in quantum wires in an external magnetic field"*, J. Phys.: Condens. Matter 8, pp.10521-10531, 1996.
38. KASAPOĞLU E., SARI H., SÖKMEN I., *"The electric field dependence of a donor impurity in graded GaAs quantum wires"*, Appl. Phys. A 78 pp.1053-1058, 2004.
39. KASAPOĞLU E., SARI H., SÖKMEN I., *"Geometrical effects on shallow donor impurities in quantum wires"*, Physica E 19, pp.332-333, 2003.
40. TRAN THOAI DB., NINH QC., CAO HT., *"Polarizability of a hydrogenic impurity in a quantum-well wire: effect of finite barrier height and nonsquare cross-section"*, Sol. Stat. Comm., Vol 104, N0.1, pp. 11-15, 1997.
41. TRAN THOAI DB., *"Hydrogenic impurity in quantum-well wires/effects of the image charges"*, Sol. Stat. Comm., Vol 81, N0.11, pp. 945-947, 1992.
42. BRANIS SV., LI G., BAJAJ KK., *"Hydrogenic impurities in quantum wires in the presence of a magnetic field"*, Physical Review B, Vol.47, Num.3 1992.
43. AKBAŞ H., AKTAŞ Ş., OKAN SE., ULAŞ M., *"Screen effect on the binding energies of shallow donors, acceptors and excitons in finite-barrier quantum wells"*, Superlattices and Microstructures, Vol.23, No.1, 1998
44. PORRAS-MONTENEGRO N., LOPEZ-GONDAR J., OLIVEIRA LE., *"Binding energies and density of impurity states of shallow hydrogenic impurities in cylindrical quantum-well wires"*, Physical Review B, Vol.43, Num.2 1991.

45. MITRA B., GHATAK K.P., "On the subband energies in quantum well wires of non-parabolic semiconductors in the presence of crossed electric and magnetic fields", Physics letters A., Vol.137, Num.7,8,1989.

46. LATGE A., PORRAS-MONTENEGRO N., OLIVEIRA LE., "Infrared transitions between hydrogenic states in cylindrical GaAs-(Ga,Al)As quantum-well wires", Physical Review B., Vol.45, Num.16 1992.

47 LATGE A., PORRAS-MONTENEGRO N., OLIVEIRA LE., "Infrared transitions between hydrogenic states in cylindrical GaAs-(Ga,Al)As quantum-well wires", Physical Review B., Vol.45, Num.16 1992.



## ÖZGEÇMİŞ

24.05.1973 yılında İstanbul'da doğdum. İlk ve orta dereceli okulları İstanbul'da okuduktan sonra lisans eğitimimi Trakya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünde (1991-1995), yüksek lisans eğitimimi Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda (1996-2000) tamamladım. 2000 yılında aynı enstitüde doktora programına başladım. 1996 yılında Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak göreve atandım. Halen araştırma görevlisi olarak görevimi sürdürmekteyim.

