

## Delta Tipi Engel Potansiyeli Olan Kane Tipi Yarıiletkenlerde Elektronların Etkin g-Çarpanı

Arif Babanlı<sup>1,\*</sup>, Deniz Türköz Altuğ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 32260, Isparta, Türkiye

<sup>2</sup>Süleyman Demirel Üniversitesi, Hidrojen Teknolojileri Araştırma Uygulama Merkezi, 32260, Isparta, Türkiye

\*Yazışılan yazar e-posta: arifbabanlı@sdu.edu.tr

Alınış: 05 Mayıs 2014, Kabul: 18 Ağustos 2014

**Özet:** Bu çalışmada, delta tipi engel potansiyeline sahip olan Kane tipi yarıiletkenlerde elektronların etkin g-çarpanı hesaplanmıştır. Sabit dış magnetik alan z-ekseni doğrultusunda kabul edilerek, elektronların enerji spektrumları Kane modeline göre hesaplanmıştır. Etkin g-çarpanının, potansiyel engelinin şiddetine ve salınımların titreşim merkezine bağlı değişimi araştırılmıştır. Potansiyel engelinin şiddeti arttıkça elektronların etkin g-çarpanının arttığı ve salınımların denge noktasına bağlı olduğu görülmüştür.

**Anahtar kelimeler:** Kane tipi yarıiletkenler, g-çarpan

### Effective g-factor of Electrons in the Kane Type Semiconductor which has Delta Type Potential Barrier

**Abstract:** In this study, the effective g-factor of electrons has been calculated on Kane type semiconductors which have a delta-type potential barrier. Applied uniform magnetic field directed along the axis-z. The energy spectrum of the electrons has been investigated into the Kane model. The electron g-factor calculated as a function of the strength of potential barrier and the centre of magnetic oscillations. It has been seen that the effective g-value of electron increases with increasing  $\Omega$ , also oscillations have been observed the dependence on the equilibrium position.

**Key words:** Kane type semiconductors, g-factor

#### 1.Giriş

Serbest elektronların spin-yarılma faktörü olan Lande çarpanı ( $g=2$ ), elektron hallarının magnetik alanı ile etkileşmesini karakterize eder. Yoğun madde fiziğinde elektron hallarının kristalin potansiyeli ile etkileşmesi elektronların etkin g- çarpanının değerini köklü biçimde değiştirir. Çeşitli yapılarda spin- yarılma çarpanı çok büyük pozitif değerler ve çok küçük negatif değerler olabilir.(Yasak band aralığı geniş olan yarıiletkenlerde, GaAs için  $g=-0.44$ , yasak band aralığı küçük olan InSb için  $g= -50$ ). Bu değerler ikinci mertebeden pertürbasyon teorisinin yardımı ile Rotun aldığı formülle uyuşur [1]. Nanokristallerde elektron hallarının örgü potansiyeli ile etkileşmesi sonucunda elektronların etkin g-çarpanını değişmesine [2,3,4] çalışmalarında incelenmiştir.

Ivchenko [5,6] etkin g-çarpan teorisini süper örgülere ve kuantum kuyularına uygulayarak etkin g-çarpanın kuyunun enine bağlı değişmesini ve elektronlar için Zeeman etkisinin güçlü anizotropluğa sahip olduğunu göstermiştir. Spin yarılma çarpanının öğrenilmesi spin yarılmalarını ve spin rezonanslarını kontrol etmek, deneysel gözlemleri yorumlamak için yoğun madde fiziğinde büyük önem taşımaktadır.

## 2. Materyal ve Metot

Bu çalışmada delta tipi potansiyel engeli olan Kane tipi yarıiletkenlerde elektronların etkin g-çarpanı teorik olarak hesaplanmıştır. z-ekseni boyunca yönelmiş dış magnetik alanda bir boyutlu Dirac delta potansiyel olan durumda Schrödinger denklemini yazalım.

$$\left( \frac{(\vec{p} + \frac{e}{c}\vec{A})^2}{2m(E)} + \frac{1}{2}g(E)\mu_B H\sigma_z + \frac{\hbar^2}{2m(E)}\Omega\delta(x - x_p) - E \right) \Psi(x, y, z) = 0 \quad (1)$$

Burada  $\vec{p}$  ; momentum operatörü,  $\vec{A}$  ; vektör potansiyeli,  $x_p$  ; x-ekseninde delta potansiyelin konumunu belirtir,  $\sigma_z$  ; Pauli matrisinin z-bileşenidir,  $\Omega$  ; delta fonksiyonunun şiddetidir. Kane tipi yarıiletkenlerde etkin g-çarpan ve etkin kütle band parametreleri ile bağlantısı;

$$g(E) = g_0 - \frac{4m_0}{3\hbar^2} P^2 \frac{\Delta}{(E+E_g)(E+E_g+\Delta)} \quad (2)$$

$$\frac{1}{m(E)} = \frac{2}{3} \frac{P^2}{\hbar^2} \frac{3E+3E_g+2\Delta}{(E+E_g)(E+E_g+\Delta)} \quad (3)$$

gibidir [7]. Burada  $E_g$  ; yasak band aralığı,  $\Delta$  ; spin-orbital yarıılma, P; Kane parametresidir. Vektör potansiyeli  $\vec{A} = (0, Hx, 0)$  seçersek ve dalga fonksiyonunu  $\Psi(x, y, z) = e^{i(k_y y + k_z z)} f(x)$  şeklinde yazarsak f(x) için

$$\left( \frac{d^2}{dx^2} - \left( \frac{eH}{\hbar c} \right)^2 (-x_0 + x)^2 - \frac{m(E)}{\hbar^2} g(E)\mu_B H\sigma_z + \frac{2m(E)E}{\hbar^2} - (k_z)^2 \right) f(x) = 0 \quad (4)$$

denklemini buluruz. Burada;

$$x_0 = -\frac{\hbar c}{eH} k_y \quad (5)$$

dır. Yeni  $\xi$  değişkenine geçerseniz;

$$\xi = \sqrt{2\lambda}(x - x_0) \quad (6)$$

olur. Burada;

$$\lambda = \frac{eH}{\hbar c} = \frac{m_0 \omega_c}{\hbar} \quad (7)$$

dır. Yeni değişkende (4) denklemini aşağıda yazıldığı gibidir:

$$\left( \frac{d^2}{d\xi^2} + \left( v + \frac{1}{2} - \frac{\xi^2}{4} \right) - \Omega\sqrt{2\lambda}\delta(\xi - \xi_p) \right) f(\xi) = 0 \quad (8)$$

Burada;

$$v = -\frac{1}{2} - \sigma_z \frac{m_n}{4m_0} \frac{(E+Eg)(E+Eg+\Delta)}{3E+3Eg+2\Delta} \frac{3Eg+2\Delta}{Eg(Eg+\Delta)} g_0 + \frac{\sigma_z}{2} \frac{\Delta}{3E+3Eg+2\Delta} + \frac{E}{\hbar\omega_c} \frac{m_n}{m_0} \frac{(E+Eg)(E+Eg+\Delta)}{3E+3Eg+2\Delta} \frac{3Eg+2\Delta}{Eg(Eg+\Delta)} - \frac{(kz)^2}{2\lambda} \quad (9)$$

dir.  $\omega_c = \frac{eH}{m_0c}$  serbest elektronlar için siklotron frekansdır ve

$$\xi_p = \sqrt{2\lambda}(x_p - x_0) \quad (10)$$

(8) diferansiyel denkleminin çözümü;

$$f_+ = D_\nu(\xi), \xi > \xi_p \quad (11)$$

$$f_- = D_\nu(-\xi), \xi < \xi_p \quad (12)$$

şeklindedir. Burada  $D_\nu(\xi)$  Parabolik silindir fonksiyonudur [8].  $\xi = \xi_p$  noktasında dalga fonksiyonu sürekli ve birinci mertebeden türevi süreksiz olması şartından

$$f_+ = f_- \quad (13)$$

$$\left(\frac{df}{d\xi}\right)_+ - \left(\frac{df}{d\xi}\right)_- = \Omega\sqrt{2\lambda} \quad (14)$$

enerji spektrum denklemini buluruz.

$$\left[\frac{1}{D_\nu(\xi)} \frac{dD_\nu(\xi)}{d\xi}\right]_{\xi_p} - \left[\frac{1}{D_\nu(\xi)} \frac{dD_\nu(\xi)}{d\xi}\right]_{\xi_p} = \Omega\sqrt{2\lambda} \quad (15)$$

Parabolik silindir fonksiyonları için Wronskiyan ifadesi aşağıdaki gibidir [8].

$$W = -\frac{2^{(\nu+\frac{3}{2})} \times \pi}{\Gamma[\frac{-\nu}{2}] \times \Gamma[\frac{1-\nu}{2}]} \quad (16)$$

Burada  $\Omega\sqrt{2\lambda} = \Omega_B$  gibi boyutsuz parametre kabul edersek (15) denklemi aşağıdaki gibi olur.

$$\Omega_B D_\nu(\xi) D_\nu(-\xi) = -\frac{\pi 2^{\nu+3/2}}{\Gamma[(-\nu)/2] \Gamma[(1-\nu)/2]} \quad (17)$$

$\xi = 0$  durumu için Parabolik silindir fonksiyonu aşağıda yazıldığı gibidir [8].

$$D_\nu(0) = \frac{2^{(\frac{\nu}{2})} \sqrt{\pi}}{\Gamma[\frac{1-\nu}{2}]} \quad (18)$$

Bu ifadede (9) denklemini dikkate alarak elektronların enerji spektrumlarını bulmak için;

$$\Omega_B = -2^{(\frac{3}{2})} \frac{\Gamma[\frac{1-\nu}{2}]}{\Gamma[\frac{-\nu}{2}]} \quad (19)$$

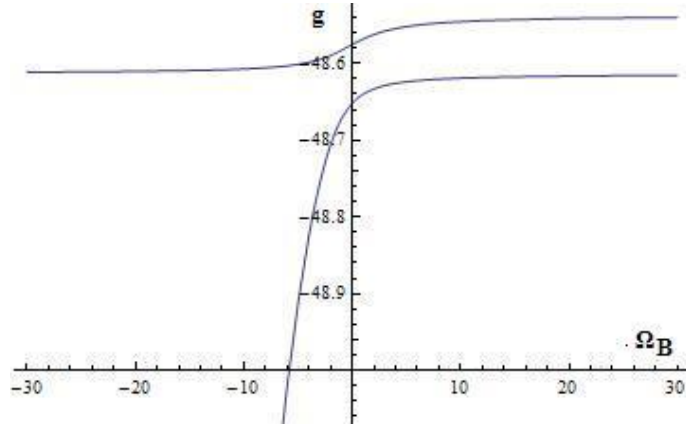
Denklemini elde ederiz. Bu denklemi  $\Omega_B$  verilen değerleri için çözerek  $\nu$  yü buluruz. Bulunan değerleri (17) denklemine yazarak enerji değerleri bulunur. Elektronların etkin g-çarpanını Zeeman yarılmasını kullanarak

$$g(E) = \frac{E_{\uparrow} - E_{\downarrow}}{\mu_B H} \quad (20)$$

hesaplanır. Burada  $E_{\uparrow}$  ve  $E_{\downarrow}$  elektronların enerjisinin uygun olarak spin yukarı ve spin aşağı yönündeki değerleridir.

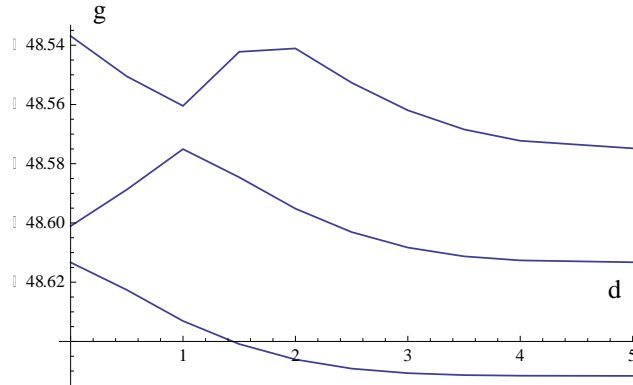
### 3. Bulgular

Şekil 1 de InSb tipli yarıiletkenlerde osilatörün titreşim merkezinin delta potansiyelin konumuna eşit olduğu durumda elektronların etkin g-çarpanının potansiyel engelin şiddetine bağlı değişimi taban durumu ve ilk uyarılmış durum için gösterilmiştir.



Şekil 1. InSb tipli yarıiletkenlerde osilatörün titreşim merkezinin delta potansiyelin konumuna eşit olan durum elektronların etkin g-çarpanının potansiyel engelin şiddetine bağlı değişimi.

Şekil 2 de potansiyel şiddetin sabit değerinde elektronların etkin g-çarpanının osilatörün titreşim merkezinin delta potansiyelin konumu arasındaki uzaklığa göre değişimi gösterilmiştir.



Şekil 2. Potansiyel şiddetin sabit değerinde elektronların etkin g-çarpanının osilatörün titreşim merkezinin delta potansiyelin konumu arasındaki uzaklığa göre değişimi

Hesaplamalar için aşağıdaki parametrelerden faydalanılmıştır. (InSb)  $E_g = 0.2368 \text{ eV}$ ,  $\Delta = 0.810 \text{ eV}$ ,  $m_0$  serbest elektronların etkin kütesidir.

#### 4. Sonuç ve Yorum

Şekil 1 den görüldüğü gibi potansiyel engelin şiddeti arttıkça g-çarpanın değeri artarak tek duruma uygun değerlere yaklaşır. Tek durumlara uygun Landau düzeyleri magnetik alanı hissetmemektedir [9]. Şekil 2 den görüldüğü gibi uyarılmış durumlara çıkıldıkça g-çarpan önce osilasyon yapıp, daha sonra azalarak sabit değere yaklaşmaktadır.

#### Teşekkür ve Bilgi

Bu çalışma Adım Fizik Günleri III 2014’de sözlü olarak sunulmuştur.

#### Kaynaklar

- [1] Roth L.M., Lax B., Zwerdling S., 1959. Theory of optical magneto-absorption effects in semiconductors, *Physical Review*, 114: 90-104.
- [2] Ivchenko E.L., 2005. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. Alpha Science International Ltd. Harrow, U.K., 427 p.
- [3] Ivchenko E.L., Kiselev A.A. and Willander M. , 1997. Electronic g-factor in biased quantum wells, *Solid State Communications*, 102(5): 375-378.
- [4] Ivchenko E.L., Kocheereshko V.P., Uraltsev İ.N.,and Yakovlev D.R., 1992. In High Magnetic field in Semiconductor Physics , Ed.G.Landüer, *Springer Series in Solid-state Science*, 101:533.
- [5] Ивченко Е.Л., Киселев А. А. , 1992. Электронный g- фактор в квантовых ямах и сверхрешетках, *ФТП*, 26: 8.
- [6] Ивченко Е.Л., Киселев А.А., 1996. Электронный g- фактор в квантовых проволоках и квантовых точках, *Письма в ЖЭТФ*, 67(1): 41-45.
- [7] Ivchenko E.L., G.E. Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures*, Springer-Verlag, Tiergartenstrasse 17, Heidelberg, Germany, p. 367.
- [8] Abramowitz M., Stegun I.A., 1964. *Handbook of Mathematica Function*, New York: Dover, p. 1046.
- [9] Flügge S, 1994. *Practical Quantum Mechanics* , (Berlin: Springer). 287

Deniz Türköz Altuğ e-posta: denizturkoz@sdu.edu.tr