Kane Dispersiyon Kanunlu Yarı İletken İnce Katlarda Magnetik Ve Ölçü Kuantlanmasının Termogüce Etkisi

Ramazan Ferruhoğlu EMİNOV*
Yüzüncü Yıl Üniversitesi,Fen-Edebiyat Fakültesi,Fizik Bölümü 65800 Van-Turkey

Özet: Sunulan bu çalışmada magnetik ve ölçü kuantlanmasına uğramış Kane dispersiyon kanunlu yarıiletken ince katlarda termogüç araştırılmıştır. Termogüç için magnetik alan şiddetinin, ince katın kalınlığının keyfi değerlerinde ve elektron gazının keyfi dejenere derecesinde geçerli olan genel ifade bulunmuş ve bu ifade bir dizi özel hallere uygulanmıştır. Belli olmuştur ki, klasik yüksek magnetik alanda dejenere elektron gazlı ince katta termogüç ince katın kalınlığına göre periyodik kanunla değişir ve bu değişmenin periyodu iletken elektronların konsantrasyonuna ve non-paraboliklik parametresine bağlı olur. Non-dejenere elektron gazlı ince katlarda ise termogücün mutlak değeri aynı tür hacmi kristallerdeki değerinden daha büyük olabilir.

Anahtar sözcükler: Yarıiletken, termogüç, qse, Kane dispersiyon kanunu

The Effect Ofmagnetic Aand Size Quantization In Semiconductor Thin Layers With Kane's Dispersion Law To The Thermo-Emf

Abstract: A theoretical study is made of the transverse thermo - emf α in dimensionally quantized films in a strong magnetic field perpendicular to the plane of the film in semiconductors with Kane' s dispersion law. It is shown that for superthin films with a non-degenerate electron gas (weak and strong non-parabolicity case), α may be considerably larger than that in bulk specimens. In the case of films with a degenerate electron gas, a concrete expression is obtained for α and it is shown that the transverse emf oscillates with variation of the thickness of the film. The positions of maxima and period of oscillation are determined as functions of the concentration of the conduction electrons and the non-parabolicity parameters of the energy spectum.

Keywords: semiconductor, thermo-emf, qse, Kane's dispersion law

Giriş:

1. Günümüzde ölçüye göre kuant olaylarının oluşabildiği yarıiletken ve yarımetal ince katlar hem teorik hem de pratik olarak yoğun bir şekilde araştırılır. İnce katlara böyle bir ilgi mikro ve optoelektroniğin hızlı gelişmesi ve bu nesnelerde, hacmi numunelerden kesin şekilde farklı, yeni ilginç fiziksel olayların oluşmasına bağlanır. Bu olayların incelenmesi maddenin esas özelliklerinin araştırılması için ek bilgi kaynağı olabilir.

Ölçüye göre kuant olayları, belli bir doğrultuda ince katın çizgisel boyutlarından biri, yük taşıyıcılarının De Broglie dalgasının λ_D büyüklüğü mertebesinde olduğunda meydana gelir. Bu halde yüktaşıyıcılarının hareketi iki uzay doğrultusunda hacmi numunelerde olduğu gibi serbest, ince katın kalınlığının sınırlı olduğu üçüncü boyutta ise ya yasak (iki boyutlu elektron sistemi) veya sınırlı olur. Herhangi bir doğrultuda elektronların hareketinin sınırlı olması ise, onların enerji spektrumunun kuazidiskret(kısmen kesikli) şekil almasına, dalga fonksiyonunun ve hal yoğunluğunun kesin değişmesine, dolayısıyla, elektron sistemlerinin temel fiziksel özelliklerinin esaslı değişikliklere uğramasına neden olur.

* Bakü Devlet Üniversitesi Fizik Fakültesi Katı Hal Fiziği Bölümü 370073 Bakü-AZERBAYCAN

Eğer elektronların ince katın düzlemin-deki serbest hareketini kuantlayan sabit dış magnetik alan varsa, onların enerji spektrumu tam diskret(kesikli) şekil alır. İnce katın düzlemindeki hareket magnetik alan ile (Landau kuantlanması), magnetik alan yönünde ise numunenin boyutunun sınırlı olması nedeni ile, kuantlanır. Tam diskret spektrumun varlığı ise katı cisimlerde nitelikçe yeni olayların oluşmasına neden olur ki bu olaylar da bilimsel ve uygulamalı araştırmalar açısından büyük önem taşır. İnce katlarda bu tür araştırmalar sırasında elektron taşınma olayları daha büyük ilgi çeker.

Teorik olarak ince katlarda taşınma olayları (klasik ve kuant magnetik alanlarda) çok sayıda çalışmalarda incelenmiştir(Romanov, 1969,1970; Korneyev, 1978; Askerov, Kuliyev,
Eminov, 1977; Askerov, Kuliyev, Figarova, Eminov, 1986; Tavger ve Demixovskiy, 1967, 1968; Kubakaddı, Mulimanı, Sankeshwar, 1987; Oji, 1984). Bu çalışmaların büyük çoğunlu-
çoğunluğunda parabolik enerji spektrumlu kuantlanmış ince katların çeşitli termodinamik, galvanomagnetik ve termomagnetik özellikleri araştırılmıştır. Ancak belirtmek gerekir ki gerçek yarıiletkenler parabolik değil, son derece karmaşık, çoğunlukla non-parabolik (Kane spektrumlu) dispersiyon kanununa sahiptir. Yarıiletken ince katlarda enerji bandının non-parabolikliğinin hesaba katılması hacmi numunelerde bulunmayan yeni fiziksel olayların oluşmasına neden olabilir. Öte yandan bu tür yarıiletkenlerde, yüktaşıyıcılarının etkin kütlesi, karakteristik enerjisi ve yasak enerji aralığı küçük olduğundan onlarda elektron dalgasının dalgaboyu yeterince büyük olur ki bu da kuant ölçü olaylarının gözlenmesi için son derece önemlidir.

Yarıiletken ince katlarda ölçüce kuantlanma olayları pratik olarak ilk kez Kane spektrumlu InSb kristalinde görülmüştür (Filatov ve Karpoviç, 1968,1969).

Sunulan bu çalışmada magnetik ve ölçü kuantlanmasına uğramış Kane dispersiyon kanunlu yarıiletken ince katlarda termogüç araştırılmıştır. Termogüç için magnetik alan şiddetinin, ince katın kalınlığının keyfi değerlerinde ve elektron gazının keyfi dejenere derecesinde geçerli olan genel ifade bulunmuş ve bu ifade bir dizi özel hallere uygulanmıştır. Belli olmuştur ki klasik yüksek magnetik alanda dejenere elektron gazlı ince katta termogüç ince katın kalınlığına göre periyodik kanunla değişir ve bu değişmenin periyodu iletken elektronların konsantrasyonuna ve non-paraboliklik parametresine bağlı olur. Non-dejenere elektron gazlı ince katlarda ise termogücün mutlak değeri aynı tür hacmi kristallerdeki değerinden daha büyük olabilir.

2. Boyutları z ekseni doğrultusunda $L_z = d \leq \lambda_D$, x,y eksenleri doğrultusunda ise L_X, L_Y gibi keyfi olan bir tip yük taşıyıcılı (iletken elektronlar) ve izotrop dispersiyon kanunlu yarıiletken ince katını göz önüne alalım. Farz edelim ki bu ince kat, **H** şiddet vektörünün doğrultusu ince katın düzlemindeki sıcaklık gradyentine dik yönde (z//H⊥∇T) kuantlayıcı magnetik alanda ($\lambda_D \geq R, R = \sqrt{c\hbar/eH}$ magnetik uzunluktur) yerleştirilmiş olsun. Bu halde magnetik ve ölçü kuantlanmasının birleştirilmesi nedeniyle katı cisimde tam diskret enerji spektrumlu elektron sistemi oluşur. Eğer ince katın U(z) potansiyeli olarak düzgün tabanlı ve sonsuz yüksek duvarlı modeli kullanırsak (ince katın (x,y) düzleminde U(x,y)=sabit. kabul edilir), iki bandlı Kane modeli yaklaşımında, iletken elektronların enerji spektrumu için aşağıdaki ifadeyi buluruz

$$\varepsilon \equiv \varepsilon(N,n,\sigma) = \frac{k_oT}{2\beta}\left\{\sqrt{1+4\beta\left[\left(1+2N+\sigma g^{*}(m/m_o)\right)\nu+\varepsilon_o^{*}n^2\right]}-1\right\} \qquad (1)$$

Burada $\nu = \hbar\omega/2k_0T$, $\omega = eH/mc$ siklotron frekansı, $\beta = k_oT/\varepsilon_g$ non-paraboliklik parametresi, ε_g yasak enerji aralığı, g^* spin-yarılma faktörü, $\varepsilon_0{}^* = \varepsilon_0/k_0T$, $\varepsilon_o = \pi^2\hbar^2/2md^2$ ince katın 1. enerji seviyesi, N=0,1,2,..., Landau kuant sayısı, n =1,2,3,..., ölçü kuant sayısı, σ=±1/2 spin kuant sayısıdır.

Kuantlayıcı magnetik alanda enine (H magnetik alanına göre) termogüç elektronların relaksasyon mekanizmasından bağımsız olup ve yalnız dispersiyon kanunu ile belirlenir.

Disipatif(azalımlı) olmayan elektron akışında enine termogüç elektron gazının entropisi (S) ile hesaplanır (Askerov, 1994).

$$\alpha(T,V,H,\mu) = -\frac{S}{en_{el}V} = \frac{1}{en_{el}V}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial T}\right)_{\mu,V,H} \tag{2}$$

Burada $V=L_xL_yd$ ince katın temel bölgesinin hacmi, n_{el} elektron gazının konsantrasyonu,

$$\Omega(T,V,H,\mu) = -k_oT\sum_k \ln(1+e^{(\mu-\varepsilon_k)/k_oT}) \tag{3}$$

büyük termodinamik Gibbs potansiyeli, $k \equiv \{N,n,\sigma,k_y\}$ elektronun ince kattaki halini belirleyen kuant sayısının toplamı, k_y elektron dalga vektörünün y -ekseni üzerindeki bileşeni, μ kimyasal potansiyeldir.

Görülür ki enine termogücün araştırılması sistemin halinin belirlenmesinde esas fiziki büyüklüklerden biri sayılan termodinamik potansiyelin hesaplanmasına bağlı olur. Farklı hallerin istatistik ağırlığını hesaba katarsak, (3) den magnetik ve ölçü kuantlanması halinde ince kattaki elektron gazının

$$\Omega(\mu,H,T,d) = \frac{k_0TeHV}{2\pi\hbar cd}\sum_{N,n,\sigma}\ln[1-f(\varepsilon,\mu,T)] \tag{4}$$

termodinamik potansiyelini buluruz. Burada $f(\varepsilon,\mu,T)$ ince kattaki elektron gazının Fermi dağılım fonksiyonudur. Termodinamik potansiyelin (4) ifadesini (2) de yerine koyarsak, termogüç için aşağıdaki ifadeyi buluruz.

$$\alpha(\mu,H,T,d) = \frac{k_oH}{2\pi\hbar cn_{el}d}\sum_{N,n,\sigma}\left\{\ln[1-f(\varepsilon)]-\left(\frac{\varepsilon-\mu}{k_oT}\right)f(\varepsilon)\right\} \tag{5}$$

Bu formülde, enerji spektrumu için (1) ifadesini yerine yazıp, N ve n kuant sayıları üzerinden toplama işlemlerini sonuçlandırdığımızda termogüç için magnetik alan şiddetinin (H), ince katın kalınlığının (d), non-paraboliklik parametresinin (β) keyfi değerlerinde ve elektron gazının keyfi dejenerelik mertebesinde μ/k_0T geçerli olan genel bir ifade buluruz. Bu işlemlerin tümüyle sona erdirilmesi nispeten karmaşık olduğundan (5) ifadesinde, önce Landau kuant sayısı (N) ye göre toplamı enerjiye göre integrale dönüştürüp, bulunan sonuçtan ölçü kuant sayısı (n) ye göre toplama işlemini sona erdirmek daha uygundur. Bu tür yaklaşım, α için klasik yüksek magnetik alanda (ν<<1), ince katın kalınlığının, elektron gazının dejenere mertebesinin ve spektrumun nonparaboliklik derecesinin keyfi değerlerinde geçerli olan aşağıdaki ifadeye ulaştırır

$$\alpha(\beta,d) = -\frac{k_o}{e}\frac{mk_oT}{\pi\hbar^2n_{el}d}\sum_n\{(1+2\beta\varepsilon_1^*)[F_2(\eta)-\eta F_1(\eta)]+\beta\,[F_3(\eta)-\eta F_2(\eta)]\} \tag{6}$$

Burada S bir parametreli Fermi integrali, $x=\dfrac{\varepsilon-\varepsilon_1(n)}{k_0T}$, $\eta(n)=\dfrac{\mu-\varepsilon_1(n)}{k_0T}$ ince kattaki elektron gazının dejenerelik mertebesini karakterize eden indirgenmiş kimyasal potansiyel, $\varepsilon_1^*=\dfrac{\varepsilon_1(n)}{k_0T}$,

$$\varepsilon_1(n) = \frac{k_oT}{2\beta}\left[\sqrt{1+4\beta\varepsilon_o^*n^2}-1\right] \tag{7}$$

enerji spektrumunun (1) ifadesinden kuaziklasik yaklaşımda (ν<<1) bulunan değeridir.

Görüldüğü gibi, α yı belirlemek için η yı bilmek gerekir. (6) ifadesinde ise η henüz belli değil ve bunun için bir denkleme daha ihtiyaç vardır. Eğer ince kattaki elektronların n_{el} konsantrasyonu belli bir değerde ise, η nın büyüklüğü taneciklerin toplam sayısının (N_t) korunumu şartını sağlayan aşağıdaki denklemin çözümünden bulunur

$$n_{el} = \frac{N_t}{V} = -\frac{\partial}{\partial\mu}\left(\frac{\Omega}{V}\right)_{V,T,H} = \frac{mk_oT}{\pi\hbar^2 d}\sum_n \left[(1+2\beta\varepsilon_1^*)F_1(\eta)+\beta F_2(\eta)\right] \qquad (8)$$

Şimdi (6) ve (8) denklem sisteminden η yı ortadan kaldırmakla, ilke olarak, α için açık bir ifade bulmak mümkün olur. Ancak gerçekte, genel olarak böyle bir işlemin yapılması pratik açıdan çok imkansızdır. O nedenledir ki termogücün ince katın kalınlığına ve diğer fiziksel büyüklüklere analitik bağlılığını bulmak için (6) ve (8) formüllerini güçlü dejenere olan(η>>1) ve dejenere olmayan (-η>>1) elektron sistemleri halinde keyfi (β), zayıf (β<<1) ve güçlü (β>>1) non-parabolik durumlara ayrıca uygulamak gerekir.

Dejenere Elektron Gazlı Yarıiletken İnce Kat (η>>1).

Bu durumda Fermi integrallerinin $F_r(\eta) \approx \eta^r\left[1+r(r-1)(\pi^2/6)\eta^{-2}+\ldots\right]$ şekilli asimtotik ifadesinden yararlanarak dejenerelik mertebesine göre 1. yaklaşımda (6) dan termogüç için şu ifadeyi buluruz

$$\alpha(\beta,d) = -\frac{k_0}{e}\frac{\pi m k_0 T}{3\hbar^2 n_{el} d}\left(1+2\beta\frac{\mu_F}{k_oT}\right)\bar{n} \qquad (9)$$

Sonuncu ifadede β ya orantılı terim enerji spektrumunun non parabolikliğine bağlıdır. Buradan α için $\beta \to 0$ ($\varepsilon_g \to \infty$) yaklaşımında parabolik(Askerov ve ark.,1977), β>>1 ($\varepsilon_g \to 0$) yaklaşımında ise güçlü non-parabolik durumlarda geçerli olan ifadeler bulunur. Öte yandan, (9) formülünde d keyfi olduğundan onu kalın ($\bar{n}$>>1) ve aşırı ince ($\bar{n}=1$) levha hallerine de uygulamak mümkündür.

Bu ifadede yer alan elektron gazının μ_F Fermi enerjisi (8) denkleminin çözümünden bulunur ve göz önüne alınan yaklaşımda onun şekli şöyledir

$$\mu_F = \frac{k_oT}{2\beta}\left\{\sqrt{1+4\beta\varepsilon_o^*\left[\frac{1}{6}(\bar{n}+1)(2\bar{n}+1)+\frac{2n_{el}d^3}{\pi\bar{n}}\right]}-1\right\} \qquad (10)$$

(9) ve (10) formüllerinde $\bar{n}$ Fermi enerji seviyesinden aşağıda elektronlarla tam dolmuş alt seviyelerin sayısıdır. Dejenere olmuş elektron gazı halinde onun değeri $\mu_F = \varepsilon_1(\bar{n})$ şartından bulunur ve iki bandlı Kane modeli yaklaşımında $\bar{n}$ için bu değer $\bar{n} = \left[\sqrt{(\mu_F/\varepsilon_0)(1+\mu_F/\varepsilon_g)}\right]$ şeklindedir. Burada [A] işareti A kare kökünün tamsayı değerlerini gösterir.

(9) formülü termogücün ince katın kalınlığının non-monoton fonksiyonu olduğunu açıkça gösteriyor. Gerçekten $\bar{n}$ nin verilen değerinde (Fermi seviyesi her hangi bir levha seviyesi ile çakıştığında) kalınlık azaldıkça α artar. Fakat d azaldıkça komşu alt enerji seviyeleri arasındaki enerji mesafesi de artar ve ne zaman ki bir sonraki alt enerji seviyesi Fermi seviyesini geçer, bu halde, $\bar{n}$ bir sayı azalır, α ise aniden düşer. Kalınlığın sonraki azalması yeniden komşu alt

seviyelerden birinin Fermi seviyesi ile çakışmasına ve $\overline{n}$ nin tekrar bir sayı azalmasına kadar α nın artmasına neden olur. Şu halde d nin azalması ile tekrarlanan bu süreç μ_F den aşağıda bir alt enerji seviyesi kalana kadar sürecektir. Böylece d nin azalması ile dejenere elektron gazlı ince katın termogücü non-monoton değişir. Termogüç maksimum değerini alt enerji seviyelerinden biri Fermi sınır enerjisi ile kesiştiğinde, yani $\mu_F(d_{\overline{n}}) = \varepsilon_1(\overline{n})$ şartı sağlandığında, alır. Bu şarttan ve (7) den yararlanırsak Fermi enerjisinin (veya konsantrasyonun) verilen değerinde kalınlığın α yı maksimum yapan değerini buluruz

$$d_{\max} = \frac{\pi\hbar}{\sqrt{2m\mu_F(1+\mu_F/\varepsilon_g)}}\overline{n} \qquad (11)$$

Görüldüğü gibi bu durumda termogücün ince katın kalınlığına göre Δd "osilasyon periyodu" elektron gazının konsantrasyonuyla ($\mu_F(n_{el})$) birlikte aynı zamanda spektrumun non-paraboliklik parametresine(β) de bağlıdır.

Söylemek gerekir ki (9) formülü elektron gazının aynı anda ölçüce kuantlanma $k_0T \le \varepsilon_1$ ve dejenerelik $(\mu_F - \varepsilon_1) >> k_0T$ koşullarını sağladığı durumlar için geçerlidir. Güçlü non-paraboliklik halinde (β>>1 veya $\varepsilon_g \to 0$) bu şartlar sırasıyla aşağıdaki gibidir

$$(2k_0T \le \frac{\pi\hbar s}{d}), \quad (d^2\hbar s n_{el} >> 2k_oT) \qquad (12)$$

Burada $s=\sqrt{2\varepsilon_g/m}$ sayısal değeri Kane dispersiyon kanunlu tüm yarıiletkenler için yaklaşık aynı olan hız birimindeki bir sabittir, $s = 10^8 \, cm/sn$. Konsantrasyonun ve sıcaklığın verilen değerlerinde bu ölçütler ince katın d kalınlığının değişme aralığını aşağıdaki gibi belirler

$$\sqrt{\frac{2k_oT}{\hbar s n_{el}}} << d \le \frac{\pi\hbar s}{2k_oT} \qquad (13)$$

Kolayca ispatlanabilir ki konsantrasyonun(n_{el}) verilen değerinde dejenere elektron gazlı ince katlarda termogüç kalınlığın değişmesine bağlı hal yoğunluğunun Fermi düzlemindeki durumunu tekrarlar.

Non-dejenere elektron gazlı yarıiletken ince kat (-η>>1).

Bu yaklaşımda ilk olarak enerji spektrumunun zayıf non-parabolik olduğu dejenere olmayan yarıiletken ince katı ele alalım. Şu halde α yı açıkça belirlemek için önce göz önüne alınan yaklaşımın sağladığı koşulları (β<<1 ve $e^{\eta} << 1$) ve Fermi integrallarinin $F_r(\eta)=e^{\eta}\Gamma(r+1)$ şekilli $[\Gamma(n) = \int_0^\infty x^{n-1}e^{-x}dx$ Euler integralidir], asimtotik değerlerini, (6) genel formülünde uygulamak gerekir. Daha sonra burada toplama işlemi altında bulunacak $\varepsilon_1(n)$'e bağlı fonksiyonları, küçük olan β parametresinin dereceleri üzerinden seriye açıp, bu seride non-paraboliklige göre kayıp olmayan birinci dereceli terimleri kullanırsak, termogüç için kalınlığın keyfi değerlerinde geçerli olan şu ifadeyi buluruz

$$\alpha(\beta,d) = -\frac{k_o}{e}\frac{mk_oT(\theta-1)}{2\pi\hbar^2 n_{el} d}e^{\mu^*}\left\{2-\frac{v_1\theta'}{\theta-1}+3\beta\left[2-\frac{2v_1\theta'}{\theta-1}+\frac{v_1^2\theta''}{\theta-1}-\frac{v_1^3\theta'''}{3(\theta-1)}\right]\right\}+\frac{k_o}{e}\mu^* \qquad (14)$$

Burada $\mu^*(\beta, d) = \dfrac{\mu(\beta, d)}{k_o T}$, $\nu_1 = \dfrac{\varepsilon_o}{\pi k_o T}$ ve $\theta(\nu_1)$ aşağıdaki gibi bir fonksiyondur

$$\theta(\nu_1) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-\pi \nu_1 n^2) \tag{15}$$

θ', θ'' ve θ''' ise bu fonksiyonun bağlı olduğu ν_1 parametresine göre sırasıyla uygun mertebelerden türevleridir.

Gereken işlemleri yaparsak, (8) den faydalanarak, (14) formülünde yer alan

$$\mu(\beta, d) = \mu(d) - 2k_0 T\beta \left[1 - \frac{\nu_1 \theta'}{\theta - 1} + \frac{\nu_1^2 \theta''}{2(\theta - 1)} \right] \tag{16}$$

kimyasal potansiyelini buluruz. Burada $\mu(d) = k_0 T \ln \left[\dfrac{2\pi\hbar^2 dn_{el}}{mk_0 T(\theta - 1)} \right]$ parabolik spektrumlu yarıiletken ince katta kimyasal potansiyeldir(Askerov ve ark., 1977).

Şimdi μ nün (16) değerini (14) de yerine yazarsak, termogüç için iki bandlı Kane modeli yaklaşımında şu son ifadeyi buluruz

$$\alpha(\beta, d) = \alpha(d) - \frac{k_o}{e}\beta \left[4 - \frac{2\nu_1\theta'}{\theta - 1} - 2\left(\frac{\nu_1\theta'}{\theta - 1}\right)^2 + \frac{2\nu_1^2\theta''}{\theta - 1} + \frac{\nu_1^3\theta'\theta''}{(\theta - 1)^2} - \frac{\nu_1^3\theta'''}{\theta - 1} \right] \tag{17}$$

Burada $\alpha(d) = -\dfrac{k_0}{e} \left[2 - \dfrac{\mu(d)}{k_0 T} - \dfrac{\nu_1 \theta'}{\theta - 1} \right]$ klasik yüksek magnetik alanda parabolik spektrumlu yarıiletken ince katta termogüçtür(Askerov ve ark., 1977).

Sözü edilen durumda ölçü kuantlanmasının termogüce ve kimyasal potansiyele etkisini nitelikçe açıklamak için $\theta(\nu_1)$ fonksiyonu argümanının büyük ($\nu_1 >> 1$ veya $d \to 0$) ve küçük ($\nu_1 << 1$ veya $d \to \infty$) değerlerindeki asimtotik ifadelerini kullanalım.

ν_1 parametresinin $\nu_1 >> 1$ (aşırı ince kat) değerlerinde (15) de ilk iki terimini hesaba katarsak, $\theta(\nu_1)$ için şu ifadeyi buluruz

$$\theta(\nu_1)\big|_{\nu_1 >> 1} \approx 1 + 2e^{-\pi\nu_1} \tag{18}$$

$\theta(\nu_1)$ fonksiyonu argümanının $\nu_1 << 1$ (kalın ince kat, kuaziklasik hal) değerlerindeki asimtotikliğini bulmak için

$$\theta(\nu_1) = \frac{1}{\sqrt{\nu_1}} \theta\left(\frac{1}{\nu_1}\right) \tag{19}$$

şekilli fonksiyonal ifadeden (Rumer ve Rıvkin, 1972) yararlanmak, $(1/\nu_1) >> 1$ olduğunu hesaba katmak ve (18) asimtotikliğini uygulamak gerekir. Sonuçta şu ifadeyi buluruz

$$\theta(\nu_1)\big|_{\nu_1 << 1} \approx \frac{1}{\sqrt{\nu_1}}(1+2e^{-\pi/\nu_1}) \tag{20}$$

Şimdi (20) nin yardımı ile (17) den $\alpha(\beta,d)$ için hacmi numunelerdeki ifadeyi bulmak ve k_0T enerji aralığında çok sayıda alt enerji seviyeleri olduğu durumda ölçü kuantlanmasının termogüce verdiği ek payı belirlemek mümkün olur. Bu halde α nın $\delta\alpha$ değişmesini buluruz

$$\delta\alpha(\beta,d)\big|_{\nu_1<<1} = \alpha(\beta,d)\big|_{\nu_1<<1} - \alpha(\infty) = \frac{k_0}{2e}\left[\sqrt{\nu_1} - \beta\left(15+\frac{21}{4}\sqrt{\nu_1}\right)\right] \tag{21}$$

Burada $\alpha(\infty) = -(k_0/e)(5/2 - \mu/k_0T)$ yüksek magnetik alanda dejenere olmayan elektron gazlı hacmi yarıiletkenlerde termogüçtür(Askerov, 1994).

(21) den görülür ki hacmi numunelere kesin dönüşümde ($\nu_1 \to 0$) α da ölçü kuantlanmasına bağlı terimler tamamen ortadan kalkar ve termogüç beklendiği gibi, hacmi numuneler için $\beta<<1$ yaklaşımında, kinetik denklemin çözümünden bulunan bilinen ifadeye dönüşür.

Aşırı ince kat halinde ise ($\nu_1>>1$), yani yalnız bir alt enerji seviyesi elektronlarla işgal edildiğinde, (17) ve (18) den

$$\delta\alpha(\beta,d)\big|_{\nu_1 >> 1} = \alpha(\beta,d)\big|_{\nu_1 >> 1} - \alpha(\infty) = \frac{k_o}{2e}[1 - \ln(4\nu_1) - 4\beta(2+\pi\nu_1)] \tag{22}$$

değişmesini buluruz.

Yukarıda bulunan iki limit hallerine uygun olan (21) ve (22) formüllerine göre kalın ince kat durumundan ($\nu_1<<1$) aşırı ince kat haline ($\nu_1>>1$) dönüşümde termogüç esaslı değişikliklere uğrayabilir. Gerçekten ince katın kalınlığının azalması ile ($\sqrt{\nu_1} > 15\beta/(1-21\beta/4)$ değerlerinde) termogüç önce kısmen azalır (şöyleki (21) de $\alpha(\infty)<0$ ve $\beta<<1$ gibidir), daha sonra kalınlığın $\nu_1>>1$ şartını sağlayan değerlerinde artar ve $[\ln(4\nu_1)+4\pi\beta\nu_1] > (1-8\beta)$ hali için hacmi numunelerdekinden daha büyük değer alır. Böylece ölçüce kuantlanma bölgesinde termogüç, ince katın kalınlığının azalması ile non-monoton değişir. Enerji spektrumunun non-parabolikliğinin hesaba katılması bu değişime pozitif katkı yapar.

Şimdi enerji spektrumunun güçlü non-parabolik ($\beta>>1$) olduğu hali göz önüne alalım. Bu yaklaşımın sağladığı koşulları ($\beta>>1$ ve $e^{\eta} << 1$) ve Fermi integrallerinin asimtotik değerlerini (6) da kullanırsak α için şu formülü buluruz

$$\alpha(\beta,d) = -\frac{k_0}{e}\left\{3 - \frac{\mu(d)}{k_0T} + \frac{k^2\sum_{n=1}^{\infty} n^2 e^{-kn}}{\sum_{n=1}^{\infty}(1+kn)e^{-kn}}\right\}. \tag{23}$$

Burada $k = \sqrt{\varepsilon_0^*/\beta}$ bir parametredir. Şimdi burada ölçü kuant sayısı n üzerinden toplama işlemini $\sum_{n=1}^{\infty} n^t e^{-kn} = (-1)^t \frac{\partial^t}{\partial k^t}(\sum_{n=1}^{\infty} e^{-kn})$ formülünün yardımı ile sona erdirirsek α için d nin tüm değerlerinde geçerli olan aşağıdaki ifadeyi elde ederiz.

$$\alpha(\beta,d)=-\frac{k_o}{e}\left\{3-\frac{\mu}{k_oT}+\frac{k^2e^k(e^k+1)}{(e^k-1)(ke^k+e^k-1)}\right\} \tag{24}$$

(24) formülüne dahil olan k parametresi klasik yaklaşımda ($\nu\to 0$) güçlü non-parabolik hal için ince katın enerji seviyeleri arasındaki enerji aralığını belirler. Gerçekten (1) de $\beta\to\infty$ ($\varepsilon_g\to 0$) ve $\nu\to 0$ şartlarından yararlanırsak o zaman $\varepsilon_1(n)$ için

$$\varepsilon_1(n)=\left(k_oT\sqrt{\frac{\varepsilon_o^*}{\beta}}\right).n \tag{25}$$

buluruz. Bundan görülür ki $\Delta\varepsilon=\varepsilon_1(n+1)-\varepsilon_1(n)=k_oT\sqrt{\varepsilon_o^*/\beta}$, yani $\Delta\varepsilon/k_oT=\sqrt{\varepsilon_o^*/\beta}=k$ olup ve enerji seviyeleri de eşit aralıklıdır.

(24)'e dahil olan $\mu(d)$ kimyasal potansiyel konsantrasyon için yazılmış olan (8) denkleminden bulunur ve göz önüne alınan yaklaşımda onun biçimi aşağıdaki gibidir

$$\mu(d)=k_oT\ln\left[\pi^2n_{el}\left(\frac{s\hbar}{2k_oT}\right)^3\frac{(e^k-1)^2}{k(ke^k+e^k-1)}\right] \tag{26}$$

Belirtelim ki (24) ve (26), α ve $\mu(d)$ için güçlü non-parabolik yaklaşımda keyfi kalınlıklı ince kat halinde geçerli olan genel ifadelerdir. Şimdi elektron gazının dejenere olmadığı halde ölçüce kuantlanmanın termogüce etkisini nitelikçe açıklamak amacıyla bu formülleri $k(d)=\pi\hbar s/2k_oTd$ parametresinin büyük (k>>1) ve küçük (k<<1) değerleri için inceleyelim.

k büyüklüğünün büyük değeri (k>>1) aşırı ince kat ($d\to 0$) haline karşılıktır. Böyle yaklaşımda (24) ve (26) nın birlikte çözümünden α için

$$\alpha(d)\big|_{k>>1}=-\frac{k_o}{e}\left[3+\ln\left(\frac{2k_oT}{n_{el}\hbar sd^2}\right)\right] \tag{27}$$

buluruz. (27) den görülür ki ince katın kalınlığının azalmasıyla termogüç mutlak değerce artar. Şöyle ki, (27) de logaritma içindeki ifade göz önüne alınan yaklaşımda, elektron gazı için non-dejenere ölçütüne karşılık olduğundan $(2k_oT/n_{el}\hbar sd^2)>>1$ şartını sağlar.

k parametresinin küçük değerleri (k<<1) kalın ince kat veya kuaziklasik dönüşüme ($d\to\infty$) uygundur. (24) ve (26) daki eksponansiyel fonksiyonunu, argümanının küçük değerleri için, seriye açarsak ve bu seride ilk iki terimi kullanırsak, ölçüce kuantlanmanın termogüce verdiği ek için şu ifadeyi buluruz (k_oT enerji aralığında fazla sayıda ince kat enerji seviyeleri olduğunda, yani $\varepsilon_o<<k_oT$)

$$\delta\alpha(d)\big|_{k<<1}=\alpha(d)\big|_{k<<1}-\alpha(\infty)=-\frac{3}{2}\frac{k_o}{e}k(d) \tag{28}$$

Burada

$$\alpha(\infty) = -\frac{k_0}{e}\left\{4+\ln\left[\frac{16}{\pi^2 n_{el}}(\frac{k_0 T}{s\hbar})^3\right]\right\} kl$$

asik yüksek magnetik alanda güçlü non-parabolik yaklaşımda hacmi numunelerdeki termogüç ifadesidir (Askerov,1994).

(28) den görülür ki hacmi numunelere dönüşümde($k \to 0$ veya $d \to \infty$) α da ölçüce kuantlanmaya bağlı terim tamamen kaybolur ve termogüç $\alpha(\infty)$ ile çakışır. Böylece ölçüce kuantlanmanın tüm bölgesi için ince katlarda termogücün değeri aynı tür hacmi numunelerdeki değerinden daha büyük olur ve enerji bandı non-parabolikliğinin hesaba katılması bu değerleri her zaman etkiler.

Kaynaklar

Askerov, B.M., 1994. Electron Transport Phenomena in Semiconductors. World Scientific, Singapore.

Askerov, B.M., Kuliyev, B.I., Eminov, R.F., 1977. Thermomagnetic Phenomena in a Dimension-quantized Film in Strong Magnetic Field. Fizika Nizkix Temperatur. Sov. J. 3:344 .

Askerov, B.M., Kuliyev, B.I., Figarova, S.R., Eminov, R.F., 1986. Non-monotonus Behavior of the Nernst-Ettinghausen Effect in Conductive Films in a Strong Magnetic Field. Phys. Stat. Sol.(b). 136: 743.

Filatov, O.N., Karpoviç, I.A., 1968. Zavisimost Kraya Pogloşeniya Plenok Antimonida Indiya ot Tolşinı. Fizika Tvyordogo Tela. Sov. J. 10: 2886.

Filatov, O.N., Karpoviç, I.A., 1969. Kvantovıye Razmernıye Effektı v Tonkix PPP Plyonkax InSb. Pisma v Jurnal Exper. i Teoret. Fiziki. Sov. J. 10: 224.

Korneyev, V.V., 1978. Termomagnitnıye Koeffitsientı v Razmerno Kvantovannoy Poluprovodnıkovoy Plyonki. Jurnal Exper i Teoret Fiziki. Sov. J. 74: 1477.

Kubakaddı, S.S., Mulimanı, B.G., Sankeshwar, N., 1987. On the Electrical Conductivity and Thermopower in Quasi-Two-Dimensional Semiconductor Quantum Well Structures in Quantising Magnetic Field. Phys. Stat. Sol. (b). 142: k 131.

Oji, H., 1984.Thermomagnetic Effects in Two Dimensional Electron Systems. C.Solid State Phys.J.Phys. 17: 3059.

Romanov, A.A., 1969. Termoeds Razmerno Kvantovannoy Poluprovodnikovoy Plyonki Fizika i Texnika Poluprovodnikov. Sov. J. 3:1859.

Romanov, A.A., Magarill, L.I., Serderan, V.S., 1970. Provodimost Razmerno Kvantovannoy Poluprovodnikovoy Plyonki v Kvantuyuşem Magnitnom Pole. Fizika i Texnika Poluprovodnikov. Sov. J. 4:1262.

Rumer, Y.B., Rıvkin, M.Ş., 1972. Termodinamika, Statistiçeskaya Fizika i Kinetika. Izd. Nauka, Moskow.

Tavger, B.A., 1967. Transport Phenomena in Semiconducting Thin Films. Phys. Stat. Sol. 22:31.

Tavger, B.A., Demixovskiy, V.Y., 1968. Kvantovıye Razmernıye Effektı v Poluprovodnikovıx i Polumetalliçeskıx Plyonkax. Uspexi Fiziçeskix Nauk. Sov. J. 96: 61.