

Manyetik Yarıiletkenlerde Elektron Spin Saçılmasının Termoelektromotor Kuvveti ve Nernst Etingsgauzen Olayına Etkisi

Hava BEKTAŞ, Bahşeli GULİYEV

Yüzüncü Yıl Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, Van

Özet

Bu çalışmada manyetik yarıiletkenlerde elektron-spin saçılmasının kinetik katsayılar katkısı araştırılmıştır. Bunun için Boltzman kinetik denkleminin çözümü, aynı zamanda birden fazla saçılma mekanizmasının var olduğu durum için genelleştirilmiş ve bu durumda kinetik tensörlerin genel ifadeleri bulunmuştur. Bu ifadeler dış manyetik alanın etki yaptığı durumda, termoelektromotor kuvveti ve Nernst Etingsgauzen katsayısının bulunması için kullanılmıştır. Bulunmuş formüllerin incelenmesiyle, temel saçılma mekanizmalarına bağlı olarak spin saçılmasının değişik katkılarda bulunduğu tespit edilmiştir. Böyle ki; spin saçılmasının etkisiyle termoelektromotor kuvvetinin sıcaklığa bağlı davranışı nonlineer karakter göstermiştir. Nernst Etingsgauzen katsayısının ise işaret değiştirebileceği tesbit edilmiştir. Termoelektromotor kuvvetinin sıcaklığa bağlı nonlineer davranışı deney sonuçları ile karşılaştırılmış ve uyum sağladığı görülmüştür.

Anahtar kelimeler: Manyetik yarıiletken, Boltzman kinetik denklemi, Termoelektromotor kuvveti, Nernst Etingsgauzen olayı.

Effect of Electron Spin Scattering to Thermopower and Nernst Etingsgauzen Effect in Magnetic Semiconductors

Abstract

In this study, the contribution of the scattering of electron-spin in magnetic semiconductors to the kinetic coefficients has been investigated. For this aim, the solution of Boltzmann kinetic equation has been developed for the situation with many scattering mechanisms, and general relations of the kinetics tensors have been found. These expressions have been used to calculate the thermopower and Nernst Etingsgauzen coefficient under the applied external magnetic field. By analyzing the present equations, it has been deduced that spin scattering has several contributions depending on the basic scattering mechanism. Thus, by the effect of the spin scattering the behavior of the thermopower as a function of temperature has shown the nonlinear character. It has also been concluded that the Nernst Etingsgauzen coefficient can change the sign. The nonlinear behavior of the temperature-dependent thermopower has been compared with the related experimental data and it has been seen that the results are in good agreement.

Key words: Magnetic semiconductor, Boltzmann kinetic equation, Thermopower, Nernst Etingsgauzen effect.

Giriş

Çağdaş teknolojinin gelişmesiyle, yarıiletken malzemelerin değişik fiziksel özelliklerini talep eden yeni cihazlara gereksinim duyulmaktadır. Dolayısıyla değişik yapılara sahip yeni yarıiletken malzemelerin bulunması ve araştırılması günümüzün öncelikli problemlerinden biridir. Bilindiği gibi, her bir katının iletkenlik özelliği genellikle bant yapısına, yani enerji spektrumuna ve saçılma mekanizmasına bağlı olarak değişik davranışlar sergileyebilir. Bu nedenle çağdaş elektroninin ihtiyaçlarını karşılayacak yeni malzemeler arayışı, öncelikle bu malzemelerin enerji bant yapısını ve uygun olarak saçılma mekanizmasını değiştirecek etkilerin var olmasını gerektirir. Dolayısıyla manyetik yarıiletkenler, en uygun malzemeler olarak düşünülebilir ve son yıllarda hem deneysel hem teorik açıdan onlara olan ilgi doğal ve anlamlıdır. Bu malzemelerin kristal düğümlerinde yer alan manyetik iyonlarla, iletkenlik elektronlarının arasında bir etkileşim meydana gelir. Değiş-tokuş etkileşimi denilen bu durum, manyetik yarıiletkenin hem enerji bant yapısının değişmesine neden olur, hem de elektron-spin saçılmasını gerçekleştirir. Böylece manyetik yarı iletkenlerde kinetik

olayların incelenmesi, normal yarıiletkenlere oranla yeni fiziksel özelliklerin gözlenmesini sağlar. Özellikle dış manyetik alanın ve sıcaklık gradyentinin etki yaptığı böyle malzemelerde Hall olayı, öz direnç, termoelektromotor kuvveti, Nernst Etingsgauzen olayı gibi olaylar değişik özellikler gösterebilir.

Söz konusu özelliklerin araştırılması, bu malzemelerin teknik açıdan uygulama alanlarını genişletir. Manyetik yarıiletkenler, hem teorik hem de deneysel olarak büyük ilgi çekmektedir. Örneğin; Shapira (1972), Shapira ve Foner (1973), Shapira ve ark., (1974), tarafından yapılmış bir seri araştırmalarda, EuSe, EuO, EuS ve EuTe manyetik yarıiletkenlerinde, öz direncin ve Hall olayının manyetik alana ve sıcaklığa bağlı davranışı deneysel olarak incelenmiş ve fiziksel yorumlar yapılmıştır. Bu çalışmalarda dikkat çeken sonuç, manyetik alanın etkisiyle öz direncin önemli şekilde değişmesi olayıdır. İletkenlik elektronlarının manyetik iyonlardan saçılma mekanizması, teorik olarak Eliot (1954), Yafet (1963), D'yakonov ve Perel (1971) ve diğer araştırmacılar tarafından

incelenmiştir. Son yıllarda benzer çalışmalar daha da hız kazanmıştır. Örneğin; Puller ve ark., (2003) yarıiletken ince filmlerde elektron-spin saçılma olasılığını, Bronold ve ark., (2002) elektron-spin saçılma olasılığının manyetik alana bağlı olarak değişimini incelemiştir. Moodera ve ark., (1994) ferromanyetik ince filmlerde, öz direncin manyetik alanda çok büyük değişimini gözlemişlerdir. Pfeffer ve Zawadzki (2002) araştırmalarında, iletken bandın manyetik alana bağlı olarak yanmasını göstermişlerdir.

Bu araştırma konusunda literatürde diğer bazı çalışmalar bulunmaktadır (Haas, 1963; Kim, 2002; Perel, 1971; Shapira ve ark., 1973). Termoelektromotor kuvveti de hem teorik hem de deneysel olarak yoğun ilgi görmüştür (Gron ve ark., 2007; Yagasaki ve ark., 2003).

Materyal ve Yöntem

Manyetik malzemeler, diamanyetik ve paramanyetik olmak üzere iki sınıfa ayrılır. Diamanyetik olanlar, dış manyetik alandaki davranışına göre paramanyetiklerden farklılık gösterir. Bu malzemelerde, dış manyetik alan etkisi ile oluşan manyetik moment (manyetizasyon), atomdaki elektronların yörüngesel hareketinden kaynaklanır ve alana zıt yönde yöneldiği için manyetik duyunluk negatif olur.

Paramanyetiklerde manyetik duyunluk pozitifdir ve sıcaklığa bağlı olarak değişir. Bu davranışların temel nedeni, manyetik iyonların sahip olduğu spin momentleridir. Bu durumda değiş-tokuş etkileşimi, kristalin yapısından kaynaklanan değişik manyetik yapıların var olduğunu gösterebilir. Şöyle ki; iki komşu iyon arasındaki etkileşim enerjisi, herhangi bir T sıcaklığındaki ısı enerjisi ile karşılaştırıldığında iki durum söz konusudur:

1) Isı enerjisi değiş-tokuş enerjisinden büyük ise, her bir iyonun spini ötekilerden bağımsız gibi davranır.

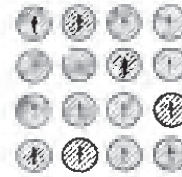
2) Isı enerjisi değiş-tokuş enerjisinden küçük ise, spinler arası etkileşim daha güçlü olur ve bu durumda spinler belli bir düzen oluşturur (paralel, antiparalel vb.). Birinci durum, kristalin paramanyetik fazı olarak bilinir. İkinci durum ise, güçlü manyetik faz (ferromanyetik, antiferromanyetik, ferimanyetik fazlar) olarak tanımlanır. Öyle kristaller vardır ki, birim hücresi bir veya birkaç tane manyetik iyon içerdiği olabilir. Burada önemli olan, tüm birim hücredeki atomların hepsi manyetik iyonlar değildir. Manyetik iyon; sıfırdan farklı spine sahip (elektronların oluşturduğu toplam spin sıfırdan farklı) iyondur. Bu kristaller paramanyetik kristaller olarak tanımlanır.

Genelde her spin, keyfi sıcaklıkta değişik yönlere sahip olabileceğinden, belli bir yöndeki spinin ortalama değeri sıfır olur. Öte yandan, spin açısal momentumu olduğundan ve her bir açısal momentuma karşılık bir manyetik momentum mevcut olduğundan, manyetik momentum da sıfır olacaktır. Bu paramanyetik yarıiletkenlere özel bir durumdur. Eğer sıcaklık Curie sıcaklığının üstünde ise ($T > T_c$) bu bölgeye paramanyetik faz denir. $T < T_c$ ise, bu bölgeye ferromanyetik faz denir. Ferromanyetik fazda, kristali oluşturan tüm manyetik iyonların manyetik momentleri birbirine paralel diziliş oluşturmak eğilimindedirler. Sıcaklık sıfıra çok yakın ise yani T_c 'den çok çok küçük ise, manyetik iyonlar birbirine yaklaşık paralel olur. Eğer $T=0$ ise bu paralellik tam olabilir. Bunun

Bu araştırmada; manyetik yarıiletkenlerde, termomanyetik olaylar olarak bilinen termoelektromotor kuvveti (α) ve Nernst Ettingsgauzen katsayısı (Q) incelenmiş ve dış manyetik alana bağlı olarak α ve Q katsayılarının davranışı araştırılmıştır. Dış manyetik alanın, klasik açıdan zayıf ve güçlü olduğu durumlar tek tek ele alınmış, hem dejenere hem de nondejenere hallerde analitik sonuçlar elde edilmiştir. Termoelektromotor kuvveti için literatür bilgilerinde bilinen deneysel sonuçlar ile kıyaslama yapılmış ve bu çalışmada elde edilen teorik formülle deney sonuçlarının iyi bir uyum sağladığı görülmüştür.

nedeni, iki komşu manyetik iyonun spinleri veya manyetik momentleri arasında, değiş-tokuş etkileşiminin olmasıdır. Söz konusu etkileşimin amacı, ferromanyetik malzemelerde komşu iyonların manyetik momentlerinin Şekil 1'de görüldüğü gibi paralel dizilmesidir (Ziman, 1964).

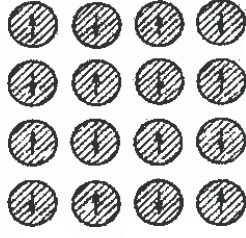
Oysa, belli bir T sıcaklığında ısı hareketi (ısı enerjisi), mevcut spinleri serbest hareket etme eğiliminde etkiler. Dolayısıyla bu iki faktör birbirine zıt yönde etki yapar. Böylece sıcaklık ne kadar yüksek olursa, değiş-tokuş etkileşimine üstün gelir ve en azından $T > T_c$ bölgesinde her iyonun manyetik momentleri sanki serbest harekette bulunur, yani paralellik bozulur (paramanyetik faz).



Şekil1. Ferromanyetiklerde manyetik momentlerin dizilişi.

Tersine, $T < T_c$ bölgesinde değiş-tokuş etkileşimi daha güçlüdür. Enerji açısından söyleyecek olursak, iki komşu iyonun değiş-tokuş etkileşim enerjisi $k_B T$ enerjisinden büyük olur ve manyetik iyonlar paralel diziliş eğilimine geçer. Bu iki enerjinin eşitlik şartı, Curie sıcaklığını belirtmek için genel şarttır.

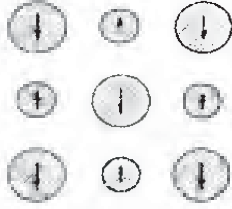
Yukarıda ifade ettiğimiz gibi, paramanyetik kristallerde değiş-tokuş etkileşimi öyle karakterde olabilir ki, ferromanyetik yapı meydana getirir. Fakat bazı kristaller vardır ki, değiş-tokuş etkileşiminin karakteri komşu iyonların manyetik momentlerinin antiparalel diziliş göstermesine sebep olur. Böyle kristallere antiferromanyetik kristaller denir (Şekil 2). Bunların temel özelliği, paramanyetik fazda olduğu gibi toplam manyetik momentinin sıfır olmasıdır. Fakat paramanyetizmadan önemli bir farkı vardır. Paramanyetik fazda, her bir manyetik iyonun manyetik momentinin ortalama değeri sıfırdır. Antiferromanyetik fazda ise, her bir manyetik iyonun manyetik momentleri sıfırdan farklı, fakat komşu iyonla antiparalel diziliş oluşturduğundan toplam manyetik moment sıfırdır. Antiferromanyetiklerdeki geçiş sıcaklığı, T_N (Neil sıcaklığı) olarak tanımlanır.



Şekil 2. Antiferromanyetiklerde manyetik momentlerin dizilişi.

Ferromanyetiklerden ve antiferromanyetiklerden farklı olarak, her ikisinin de özelliğini bir arada gösterebilen manyetik kristallere ferrimanyetikler denir. Bunlar yapısal olarak şöyle incelenir.

Kristalin her elementer hücresinde iki ve ya daha fazla manyetik iyonu vardır. Fakat bu iyonlar farklı iyonlardır (aynı atomun iyonları değil). Dolayısıyla her birinin manyetik momentleri büyüklük olarak farklı olabilir. Eğer manyetik iyonlar arasındaki değiş-tokuş etkileşimi antiferromanyetik karakterde ise, $T < T_N$ sıcaklıklarında, manyetik momentleri birbirine antiparalel diziliş oluşturacak, fakat büyüklükleri ve sayısı farklı olduğu için toplam manyetik moment sıfırdan farklı olacaktır (Şekil 3). Bu tür malzemelere ferrimanyetikler denir.



Şekil 3. Ferrimanyetiklerde manyetik momentlerin dizilişi.

Eğer manyetik yapıya sahip kristaller aynı zamanda yarıiletkenlik özelliğine de sahiplerse, bunlara manyetik yarıiletkenler denir.

Manyetik yarıiletkenlerin normal yarıiletkenlerden temel farkı iki faktörden kaynaklanır.

- 1) Manyetik iyonları arasındaki yukarıda bahsettiğimiz değiş-tokuş etkileşiminin dışında, iletkenlik elektronu ile manyetik iyon arasında, elektron spin sahibi olduğu için, değiş-tokuş etkileşimi olur. Sonuçta, elektronun enerji yarılması gerçekleşir. Bu da iletkenlik enerjisi bandının iki alt banda yarılmasına neden olur.
- 2) Yukarıda not ettiğimiz gibi; manyetik iyonlar, ferromanyetik, antiferromanyetik ve ferrimanyetik yapılardan birini oluşturur (Geçiş sıcaklığının altında).

Sıcaklık sıfırdan farklı ise her bir manyetik iyonun spinini (manyetik momenti), denge durumu etrafında belli titreşimler yapar (Şekil 4).



Şekil 4. Ferromanyetiklerde spin dalgalarının gösterimi.

Değiş-tokuş etkileşimi sonucu oluşan dalgalara spin dalgaları denir. İletkenlik elektronları (serbest elektronlar), böyle spin dalgalarından (magnon) saçılmaya maruz kalır. Bu nedenle, elektron-spin saçılması özellikle manyetik yarıiletkenlerde daha fazla önem taşımaktadır. Elektronun spin dalgalarından saçılmasını incelemekle, manyetik yarıiletkenlerde, manyetik yapının kinetik olaylara (iletkenlik, hall olayı vb) etkisini anlamak mümkün olur.

Yarıiletkenlerin tüm fiziksel özellikleri ve öncelikle kinetik olaylar (kinetik katsayılar), bu malzemenin iki fiziksel faktöründen kaynaklanır.

- 1) Enerji bant yapısı
- 2) Saçılma mekanizması

Manyetik yarıiletkenlerde elektron-spin etkileşimi hem iletken bandını yapısını değiştirir, hem de ek saçılma mekanizması üretir. Sonuç olarak manyetik yarıiletkenlerde fiziksel özelliklerin, özellikle kinetik olayların önemli değişimi söz konusudur. Burada önemli olan, dış manyetik alanın etkisiyle bu malzemelerin manyetik yapısı ciddi şekilde değiştirilebildiği için, kinetik olayların manyetik alanın etkisiyle kontrol edilebilmesidir.

Spin dalgaları, manyetik iyon spinlerinin titreşimlerinin sonucudur ve kendisi spine sahip iletkenlik elektronları bu titreşimleri fark ederek saçılmaya maruz kalırlar. Yani spin dalgalarından saçılmış olurlar. Belli bir durumda bu saçılma relaksasyon zamanı yardımıyla karakterize olabilir. Dolayısıyla normal durumda (manyetik yapıya sahip olmayan yarıiletkenlerde), uygun saçılma mekanizmalarının uygun relaksasyon zamanı

$$\tau_r = \tau_{or} \left(\frac{\epsilon}{kt} \right)^{r-1/2}$$

Burada τ_{or} sıcaklığın fonksiyonu olup aynı zamanda malzemenin parametrelerine bağlı bir sabit olarak her saçılma mekanizması için farklıdır. r parametresi genel olarak 0,1,2 değerleri almaktadır. Örneğin, noktasal defektlerden saçılma, akustik fononlardan saçılma durumlarında $r=0$, polar optik fononlardan yüksek sıcaklıklarda saçılmada $r=1$, iyon katkılanından saçılmada $r=2$ değerini alıyor.

Manyetik yarıiletkenlerde ise relaksasyon zamanı:

$$\frac{1}{\tau_r} = BT^{-1/2} \left[N_x x^{1/2} + 2 N_1 (x - x_0)^{1/2} \right]$$

Buradaki, B sabit katsayı, N_x manyetik duygunluk,

$$x = \frac{\epsilon}{k_0 T}, \quad x_0 = \frac{\Delta}{k_0 T}$$

Δ değiş-tokuş etkileşimi sonucu enerji yarılması, T mutlak sıcaklıktır. Sonuç olarak;

$$\tau = \tau_{or} \frac{x^{r-1/2} (1 + \delta)}{1 + \delta + \gamma_{rs} x^r}$$

Burada;

$$\delta = \frac{B_1}{B} \frac{x_0}{x^{1/2}}, \quad B = B N T^{3/2}, \quad \gamma_{rs} = \frac{\tau_{or}}{\tau_{or}} \text{ ve } \tau_{or} = \frac{1}{B}$$

Yukarıdaki relaksasyon zamanı formülü $\delta \ll 1$ için geçerlidir, bu ise değiş-tokuş etkileşimi sonucu enerji yarılmalarının yeterince küçük olduğunun göstergesidir.

Özel bir durum olarak; eğer manyetizasyon sıfır ise, enerji yarılmaları söz konusu değildir ve bu yüzden $\delta=0$ alınabilir. Örneğin antiferromanyetik yarıiletkenlerde toplam manyetik momenti (manyetizasyon) sıfır ve enerji yarılmaları (Δ) sıfır, dolayısıyla $\delta=0$ ' dir.

Toplam relaksasyon zamanı manyetik yarıiletkenlerde aynı zamanda iki saçılma mekanizmasının yer aldığı durumda kinetik olayları incelemek için önem taşımaktadır. Çünkü, bu malzemelerde iletkenlik elektronunun hem normal yarıiletkenlerde bilinen saçılma mekanizmalarının herhangi birinden, hem de spin kaosuyla saçılmanın kinetik olaylara katkısını incelemek için önemlidir. Böyle birleşik saçılmanın, hangi kinetik olayı, nasıl etkilediğini görmek için Boltzman Kinetik denklemini çözüp ayrı ayrı kinetik katsayıları bulmak gerekir (Askerov, 1991).

iletkenlik ve onun manyetik alana bağlı olarak değişmesi, Hall olayı, termoelektromotor kuvveti ve onun manyetik alana bağlı olarak değişmesi, ısı iletkenliği vb. Tüm bu olayları tanımlamak ve incelemek için belli bir denklemin bilinmesine ve çözümüne ihtiyaç vardır.

Aşağıda yazılı olan eşitlik kararlı durum için Boltzman kinetik denklemini olarak bilinir (Askerov, 1991). Boltzman kinetik denklemini iletken ve yarıiletken malzemelerde değişik kinetik olayları incelemek için temel denklemdir.

$$\left(\vec{\partial} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \right) - \left(\frac{e}{\hbar} \right) \left(\vec{E}_0 + \frac{1}{c} (\vec{\partial} \cdot \vec{H}) \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{k}} = \sum_{\vec{k}'} W(\vec{k}, \vec{k}') f(\vec{F}, \vec{k}', t) f(\vec{F}, \vec{k}, t) (1 - f(\vec{F}, \vec{k}, t)) - \sum_{\vec{k}'} W(\vec{k}, \vec{k}') f(\vec{F}, \vec{k}, t) (1 - f(\vec{F}, \vec{k}', t))$$

Dış manyetik alanın etkisinde kinetik denklemin çözümünü bulmak için dağılım fonksiyonu eşitliği,

$$f(\vec{k}) = f_0(\vec{k}) - \tau(\vec{k}) \left(\vec{g}(\vec{k}) \vec{\phi}(\vec{\epsilon}) \right) \frac{\partial f_0}{\partial \vec{\epsilon}}$$

biçiminde yazılır.

$$\vec{\phi}(\vec{\epsilon}) = \frac{1}{1 + \nu^2} \left\{ \vec{\phi}_0 + \frac{e \tau}{c m} [\vec{H} \vec{\phi}_0] + \left(\frac{e \tau}{c m} \right)^2 \vec{H} (\vec{H} \vec{\phi}_0) \right\}$$

Son iki eşitlik kinetik denklemin keyfi, fakat kuantumlayıcı olmayan manyetik alandaki genel çözümleridir. Bu çözümlere dayanarak dış elektrik alan, sıcaklık gradyenti

Bulgular ve Tartışma

Manyetik yarıiletkenler kinetik olaylar açısından hem bilimsel hem de uygulama yönünden bir araştırma malzemesi olarak dikkat çekmektedir. Bu yarıiletkenlere olan ilgi söz konusu malzemelerin iki özelliğinden kaynaklanmaktadır. Bunlardan biri elektron-spin etkileşiminin sonucu enerji bant yapısının değişmesi, ikincisi ise elektron spin saçılmasının katkısıdır. Her iki faktör de dış manyetik alanının etkisiyle değiştirilebilir. Bu özellik manyetik yarıiletkenlerin teknik uygulamaları için önemlidir. Bu çalışmada spin saçılma faktörünün kinetik olaylardan termomanyetik özelliklere etkisi incelendi. Boltzman kinetik denkleminin birden fazla saçılma mekanizması için çözümü, kinetik katsayıların bulunması için kullanıldı. Dış manyetik alanının termomanyetik

ve manyetik alanda gerçekleşebilen kinetik olayları inceleyebiliriz. Bunun için relaksasyon zamanının da bilinmesi gerekir. Manyetik yarıiletkenlerde aynı zamanda iki saçılma mekanizmasının yer aldığı durum için relaksasyon zamanı ifadesi yazılabilir ve buna uygun çözüm uygulanabilir. Bu formüllerin yardımıyla dış manyetik alanın kinetik olaylara, örneğin; özdirence, Hall katsayısına, termoelektromotor kuvvetine, Nemist Ettingsgauzen katsayısına vb nasıl etki yaptığını inceleyebiliriz.

Serbest yük taşıyıcılarının iletken bir ortamda dağılımı sıcaklığa bağlıdır. Dolayısıyla iletken boyunca sıcaklık gradyenti varsa yük taşıyıcıların hızlara göre dağılımı, iletkenin sıcak ve soğuk uçlarında farklı olur. Sistem homojen dağılım oluşturma yönünde eğilimde olduğundan iletkende bir difüzyon akımı oluşur. O da sıcaklık gradyenti ile orantılı olarak sabit kalan bir akımdır. Eğer devre açıksa söz konusu akımdan dolayı iletkenin uçlarında zıt işaretli yükler birikir ve sonuçta iletkenin içinde bir elektrik alan oluşur. Bu elektrik alanın etkisiyle omik akım (elektrik alanın etkisiyle oluşan akım) meydana gelir, omik akım difüzyon akımına zıt yöndedir. Kararlı durumda bu iki akım, iletkenin her bir noktasında birbirini yok eder. Sıcaklık gradyentinin belli bir değerinde ifade edilen kararlı durum dahili elektrik desteğiyle tutulur. Bu alana termoelektromotor kuvveti denir ve böyle bir alanın ortaya çıkmasına Seebeck olayı adı verilir, termoelektromotor kuvveti ($\alpha(H)$) için aşağıdaki ifadeyi bulabiliriz:

$$\alpha(H) = -\frac{k_0}{e} \left[\frac{1}{D} \left(\left\langle \frac{\tau}{m(1+\nu^2)} \right\rangle \left\langle \frac{\tau}{m(1+\nu^2)} \right\rangle + \left\langle \frac{\tau}{m(1+\nu^2)} \right\rangle \left\langle \frac{\tau}{m(1+\nu^2)} \right\rangle \right) - \eta \right]$$

$$\eta = \frac{\xi}{k_0 T} \quad x = \frac{\epsilon}{k_0 T} \quad D = \left\langle \frac{\tau}{m(1+\nu^2)} \right\rangle^2 + \left\langle \frac{\tau}{m(1+\nu^2)} \right\rangle^2$$

Nemist Ettingsgauzen olayı Hall olayının benzeridir. Eğer yarıiletken malzeme sıcaklık gradyentinin etkisinde ve sıcaklık gradyentine dik yönde manyetik alan da etki yapıyorsa, her iki yöne dik bir elektrik alan oluşur. Bu alan aşağıdaki gibi formülize edilir.

$$E_y = -Q H_x \nabla_x T$$

Yukarıdaki eşitlikteki orantı katsayısı "Q" Nemist Ettingsgauzen katsayısı (N-E katsayısı) olarak tanımlanır. Bu katsayı kinetik denklemin yardımıyla bulunur ve genel ifadesi;

$$Q = \frac{k_0}{e} \frac{1}{H D} \left(\left\langle \frac{\tau}{m(1+\nu^2)} \right\rangle \left\langle \frac{\tau}{m(1+\nu^2)} \right\rangle - \left\langle \frac{\tau}{m(1+\nu^2)} \right\rangle \left\langle \frac{\tau}{m(1+\nu^2)} \right\rangle \right)$$

biçiminde yazılır (Askerov, 1991).

olaylara etkisi hem zayıf hem de güçlü klasik alan durumları için değerlendirildi. Aynı ayrı durumlar için elektron-spin saçılma mekanizmasının termomanyetik katsayılarına katkısı bulundu. Bu etki termoelektromotor kuvveti ve Nemist Ettingsgauzen katsayısı örneklerinde dejenere ve nondejenere durumları için ayrıntılı olarak ele alındı. Elde edilen sonuçlardan en önemlileri aşağıdaki şekilde sıralanabilir.

1. Dış manyetik alanın sıfır olduğu durumda ve spin saçılma parametresinin ($\gamma_{rs} \ll 1$) şartında kısmi dejenere elektron gazı için termoelektromotor kuvvetinin sıcaklığa bağlı ifadeleri bulundu ve bu ifadelerin incelenmesinde, spin saçılmasının termoelektromotor kuvvetine katkısının

temel saçılma mekanizmalarına bağımlı olduğu görüldü. Sonuç olarak; akustik fononlar, noktasal kusurlar ve yüksek sıcaklıkta nonpolar optik fononlardan saçılma durumlarında ($r=0$), spin saçılması termoelektromotor kuvvetini etkilemiyor. Fakat polar optik fononlar, piezo akustik fononlar ve iyon katkılarından saçılma durumlarında ($r=1,2$), spin saçılması termoelektromotor kuvvetini etkilenmektedir.

2. Dış manyetik alanın etkisinde termoelektromotor kuvvetinin bulunmuş ifadelerinden görülmüştür ki; $r=0$ saçılma mekanizması zamanı spin saçılmasının herhangi bir katkısı yoktur. Oysa $r=1$ ve $r=2$ saçılma mekanizmalarında spin saçılmasından kaynaklanan bir artış görülmektedir. Dolayısıyla, manyetik alanın sıfır olduğu durumda spin saçılması termoelektromotor kuvvetini azaltan yönde etkilerken manyetik alanın olduğu durumda spin saçılmasından dolayı termoelektromotor kuvveti bir artış almaktadır.

3. Spin saçılmasının güçlü olduğu durumlarda, termoelektromotor kuvvetinin temel saçılma mekanizmalarından bağımsız olarak sadece spin saçılmasından etkilendiği görülmüştür. Bu durumda bulunan sonuçlar, örneğin güçlü manyetik alanda bu saçılmaya uygun sonuç $r=0$ durumuna denk gelen malum sonuçla çakışmaktadır. Bu da spin saçılma mekanizmasını belirten parametresinin enerjiye bağımlılığından kaynaklanmaktadır.

4. $r_s(1)$ hem zayıf hem güçlü manyetik alanda N-E katsayısı için bulunmuş formüllerin incelenmesinden; N-E katsayısının $r=0$ 'a denk gelen saçılma mekanizmalarında

spin saçılmasından bağımsız olduğu, fakat $r=1,2$ saçılma mekanizmaları var olduğunda, spin saçılmasının N-E katsayısı üzerindeki katkısının daha güçlü olduğu anlaşılmıştır. Ayrıca, bu katkı zayıf alanda Q'nun işaretini bile değiştirebilmektedir. Spin saçılmasının güçlü olduğu durumda ($r_s(1)$) bulunmuş sonuçlara göre Q spin saçılmasından bağımsız gözükmemekte fakat bu durumda mobiliteden dolayı bir bağımlılık söz konusu olmaktadır.

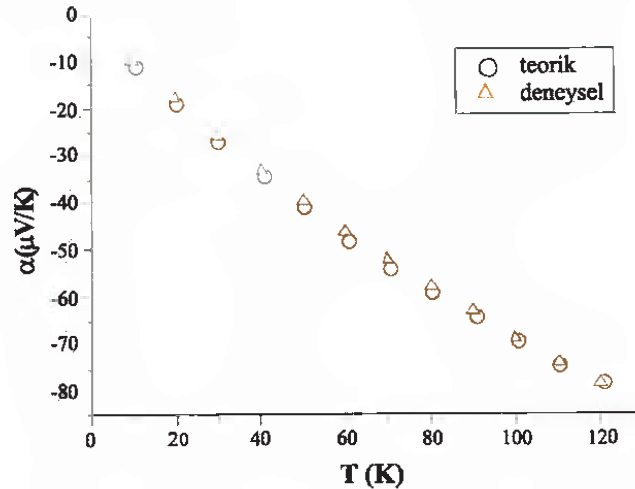
5. Bu çalışmada bulunmuş sonuçlardan manyetik alanın sıfır olduğu durumda termoelektromotor kuvvetinin sıcaklığa bağlı değişimini gösteren sonuç aşağıdaki gibidir:

$$\alpha_2(0) = -aT \frac{1 + bT}{1 + bT}$$

a ve b belli sabitlerdir.

$$a = \frac{k_0^2 \pi^2}{e \xi}$$

Burada kimyasal potansiyeldir, b parametresi ise her iki saçılma mekanizmasını belirten parametrelere bağlı ve r_s ile orantılıdır. $r_s=0$ ise $\alpha_2(T) \sim T$ olmalı. Fakat yukarıdaki formülden anlaşıldığı gibi (T) nonlineer değişir. Elde edilen sonuç deneysel verilerle karşılaştırılmış ve sonuçların uyum sağladığı görülmüştür (Şekil5).



Şekil 5. Termoelektromotor kuvvetinin sıcaklığa bağlı değişimi

Kaynaklar

- Askerov, B.N., 1991. *Electron Transport Phenomena in Semiconductors*. chap 3:79-105, chap 4:169-175.
- Bronold, F. X., Martin, I., Saxena, A., Smith, D.L., 2002. 'Magnetic field dependence of electron spin relaxation in n-type semiconductors.' *Physical Review B*. 66, 233206.
- D'yakonov, M. I., Perel, V. I., 1971. 'Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors,' *Sov. Phys. Solid State* 13, 3023-3026.
- Eliot, R.J., 1954. 'Theory of the effect of spin orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors.' *Phys. Rev.* 96, 266-279.

- Gron, T., Mazur, S., Duda, H., 2007. 'Effect of double exchange on thermoelectric power of $Cu_xGa_{1-x}Cr_xSe_4$.' *Physica B*. 391, 371-379.
- Haas, C., 1963. 'Effect of double exchange.' *Phys. Rev.* 168, 531.
- Kim, H., 2002. 'Spin relaxation of conduction electrons in bulk III-V semiconductors.' *Physical Review B*. 66, 035207.
- Moodera, J. S., Kinder, L.R., Wong, T. M., Meservey, R., 1994. 'Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions.' *Physical Review Letters*. 74, 16.
- Perel, M.I., 1971. 'Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors.' *Fiz. Tverd. Tela* 13, 3581-3585.

- Pfeffer, P., Zawadzki, W., 2002. 'Bychkov-Rashba spin splitting and its dependence on magnetic field in InSb/In, Al, Sb asymmetric quantum wells.' *Physical Review B*. 68, 035315.
- Puller, V. I., Mourkh, L. G., Horing, J. M., 2003. 'Electron spin relaxation in a semiconductor quantum well.' *Physical Review B*. 67, 155309.
- Shapira, Y., 1972. 'Resistivity and Hall effect of EuS in fields up to 140 kOe.' *Physical Review*. 8, 2299.
- Shapira, Y., Foner, S., 1973. 'EuO I. Resistivity and Hall effect in fields up to 150 kOe.' *Physical Review*. 8, 2299.
- Shapira, Y., Foner, S., Aggarwal, R.L., 1973. 'EuO. II. Dependence of the insulator-metal transition on magnetic order.' *Physical Review*. 8, 2316.
- Shapira, Y., Foner, S., Oliveira, N.F., 1974. 'Resistivity and Hall effect of EuSe in fields up to 150 kOe.' *Physical Review*. 10, 4765.
- Yafet, Y., 1963, in *Solid State Physics*, Vol. 14, edited by F. Seitz and D. Tuumbul (Academic, New York), p.2.
- Yagasaki, K., Notsu, S., Shimoji, Y., 2003. 'Resistivity and thermopower of CaB₆ single crystal.' *Physica B*. 1259-1260.
- Ziman, J. M., 1964. *Principles of the Theory of Solids*. 347-351.