



Yarımagnetik Yarıiletkenlerde Magnetokalorik Etki

Arif BABANLI^{*1}, Ali Osman UÇAR²

¹Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 32260, Isparta, Türkiye

²Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 32260, Isparta, Türkiye

*yazışılan yazar e-posta: arifbabanli@sdu.edu.tr

(Alınış: 24.04.2017, Kabul: 20.06.2017)

Özet: Magnetik alanda yarımagnetik yarıiletkenlerde magnetokalorik etki incelenmiştir. Termodinamik potansiyel ve entropi için analitik ifadeler bulunmuştur. Entropi değişiminin osilasyonu olan ve olmayan kısmı olduğu görülmüştür. Entropi gelişiminin sıcaklığa göre değişimi incelenmiştir.

Anahtar kelimeler: Magnetokalorik Etki, Yarımanyetik Yarıiletkenler, Entropi.

Magnetocaloric Effect in Semimagnetic Semiconductors

Abstract: The magnetocaloric effect of semimagnetic semiconductors in magnetic field is investigated. Analytical expressions for thermodynamic potential and entropy are found. It appears that the change of entropy is the oscillatory and non-oscillatory part. The change of entropy development according to the temperature was investigated.

Key words: Magnetocaloric Effect, Semimagnetic Semiconductors, Entropy.

1. Giriş

Aşırı düşük sıcaklıklar için (1 K-den küçük) Debye 1926 yılında ilk kez magnetokalorik etkiden yararlanılabileceğini fikrini ortaya atmıştır. Magnetokalorik etki, artan veya azalan bir manyetik alan altında bulunan, manyetik malzemenin entropisindeki değişimden kaynaklanan adyabatik sıcaklık değişimidir. Öte yandan, magnetokalorik etki, manyetik malzemelerin iç özelliği olarak da kendini göstermektedir. Bu etki, malzemeye dış manyetik alan uygulandığında ya da kaldırıldığında ısıyı soğurması ya da yayması esasına dayanır. Manyetik alanın uygulaması ile malzemede manyetik entropi değeri azalır ve ısı manyetik soğutma sisteminden ortama doğru izotermal olarak yayılır. Ya da bu işlemin tam tersi olarak, manyetik alan kaldırıldığında, manyetik entropi artar ve ısı ortamdan çekilir, yani manyetik soğutucu tarafından adyabatik olarak ısı soğurur.

Parabolik potansiyele sahip bir boyutlu nano şeritlerde magnetokalorik etki olayı ilk kez Alisultanov ve arkadaşları tarafından çalışılmıştır [1]. Termodinamik potansiyel ve entropi için analitik ifadeler bu araştırmacılar tarafından elde edilmiştir ve entropi

değişiminin manyetik alana ve sıcaklığa göre değişimini hesaplanmıştır. Bu hesaplamalar sonucunda, entropinin magnetik alan ve saklayıcı potansiyelin enerjiye bağımlılığında osilasyon gözlemlenmiştir.

M.S. Reis [2] ise diamagnetik malzemelerde manyetik entropi değişiminde salınım özelliğinin olduğunu göstermiştir. Sözü edilen bu çalışma, serbest elektron modeli kullanılmış ve elektronların spin serbestlik sayısını ihmal edilmiştir. Bilindiği gibi madde içinde elektronların etkin kütlesi serbest elektronların kütesinden farklıdır. Aynı çalışmada, yarımagnetik yarıiletkenlerde elektronların spini ve değiş-tokuş etkisi dikkate alınarak magnetokalorik etki araştırılmıştır. Bir başka çalışmada ise [3], lokalize olmuş Mn^{+2} iyonunun manyetik momentleri ile iletkenlik ve valans bandındaki yük taşıyıcıların değiş-tokuş etkileşmesinin efektif kütlelerin değişmesine sebep olduğu ve onların manyetik momentumuna bağlı olarak değiştiği gösterilmiştir.

Magnetik yarıiletkenler, opto elektronik aygıtlar, güneş foto elemanları hazırlanmasını ve yarıiletken lazer teknolojisinin temelini oluşturdukları için araştırmacıların bu malzemeler üzerinde yoğun çalışmaları mevcuttur. Mevcut çalışma da manyetik özellikleri olan ve manyetik özelliği olmayan yarıiletkenlerden yapılmış alaşımlar olan yarımanyetik yarıiletkenlerde magnetokalorik etki araştırılmıştır.

2. Materyal ve Metot

Yarımagnetik yarıiletkenlerde z ekseninde yönelmiş manyetik alanda elektronların enerji spektrumları aşağıdaki gibidir [3].

$$E_n^\pm = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\Omega \pm \frac{g\mu_B H}{2} \pm 3A \quad (1)$$

İfadede A elektronlarla Mn iyonları arasındaki değiş tokuş etkileşim terimidir.

$$A = -\frac{1}{6} x J N_0 S B_S \left(\frac{g_{Mn} S \mu_B H}{k_B T} \right) = -\frac{1}{6} x J N_0 S B_S \left(\frac{S g_{Mn} \hbar \omega_c}{2 k_B T} \gamma \right) \quad (2)$$

B_S , x , J ve N_0 terimleri sırasıyla, Brillouin fonksiyonu, Mn iyonun yoğunluğu, değiş-tokuş etkileşimini karakterize eden parametre ve birim hücrelerin yoğunluğudur. Sistemin entropisi

$$S = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial T} \right)_{H, \xi} \quad (3)$$

olup, Ω termodinamik potansiyeli ise,

$$\Omega = -k_o T \sum_N \ln \left(1 + \exp \left(\frac{\xi - E_{N, \sigma}}{k_o T} \right) \right) \quad (4)$$

şeklindedir. Bu çalışmada, hesaplama için elektron gazının klasik bölüşüm fonksiyonunu Z 'yi hesaplamaya dayanan bir yaklaşım kullanacağız [4]:

$$Z = \sum_{n, k_z, k_y, \sigma} e^{-\frac{E_{n, \sigma}}{k_B T}} \quad (5a)$$

Denklem 1.'deki enerji ifadesinde, toplamdan integrale geçersek:

$$Z = \frac{L_2 L_3}{(2\pi)^2} \sum_{\sigma, n} \int dk_y \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{\frac{E_{n,\sigma}}{k_B T}} \quad (5b)$$

$$Z = \frac{L_2 L_3}{(2\pi)^2} \sum_n \int_{-\infty}^{\infty} \text{Exp} \left[-\frac{\hbar^2}{2mk_B T} (k_z)^2 \right] dk_z \left(\text{Exp} \left[-\frac{(n+\frac{1}{2})\hbar\Omega \pm \frac{g\mu_B H}{2}}{k_B T} \right] \right) \quad (6)$$

ve k_z ye göre integralin sonucu,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \text{Exp} \left[-\frac{\hbar^2}{2mk_B T} (k_z)^2 \right] dk_z = \sqrt{2m \frac{k_B T}{\hbar^2}} \pi \quad (7)$$

Şekline dönüşür. Denklem 6'da spine göre toplamayı dikkate alırsak ifadeyi aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\text{Exp} \left[-\frac{(n+\frac{1}{2})\hbar\omega_c}{k_B T} \right] \left(\frac{\text{Exp} \left[3A + \frac{g\mu_B H}{2k_B T} \right] + \text{Exp} \left[-3A - \frac{g\mu_B H}{2k_B T} \right]}{2} \right) 2 = \frac{\cosh \left[\frac{3A + g\mu_B H}{2k_B T} \right]}{\sinh \left[\frac{\hbar\omega_c}{2k_B T} \right]} \quad (8)$$

k_y değişenine göre integrali ise,

$$\int dk_y = \frac{1}{R^2} \int_{-\frac{L_1}{2}}^{\frac{L_1}{2}} dx = \frac{L_1}{R^2} \quad (9)$$

şeklindedir. Burada $R^2 = \frac{\hbar}{\omega_c \times m}$ dir.

$$z = \frac{L_1 L_2 L_3}{(2\pi)^2} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} k_B T \pi \frac{m\omega_c}{\hbar} \left(\frac{\cosh \left[\frac{\hbar\omega_c}{2k_B T} \left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{gY}{2} \right) \right]}{\sinh \left[\frac{\hbar\omega_c}{2k_B T} \right]} \right) \quad (10)$$

Termodinamik potansiyeli bulmak için Mellins dönüşümünden yararlanacağız [4]:

$$\ln \left(1 + e^{\frac{\mu - \epsilon_k}{k_B T}} \right) = \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \frac{\pi \xi}{\sin(\pi \xi)} \frac{e^{\frac{\mu - \epsilon_k \xi}{k_B T}}}{\xi^2} d\xi \quad (11a)$$

$$\Omega = -k_B T \sum \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \frac{\pi \xi}{\sin(\pi \xi)} \frac{e^{\frac{\mu - \epsilon_k \xi}{k_B T}}}{\xi^2} d\xi = -k_B T \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \frac{\pi \xi}{\sin(\pi \xi)} \frac{e^{\frac{\mu}{k_B T} \xi}}{\xi^2} Z \left(\frac{k_B T}{\xi} \right) d\xi \quad (11b)$$

burada,

$$Z \left(\frac{k_B T}{\xi} \right) = \sum e^{\frac{-\epsilon_k \xi}{k_B T}} \quad (12)$$

Şeklinde olup, yeni $\frac{\mu}{k_B T} \xi = z$ değişene geçersek ve Z' nin ifadesini dikkate alırsak,

$$\Omega = -\frac{V}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2\pi i} \int \frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)} \frac{e^z}{(z)^{7/2}} \left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\frac{3A+g\frac{\hbar\omega_c}{2}z}{2\mu}\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right]}\right) dz \quad (13)$$

ifadesini elde ederiz. Bu integrali Rezidü teoremine göre hesaplayacağız. $z=0$ ve $z = \frac{2\mu}{\hbar\omega_c} i\ell\pi$ noktaları integrant fonksiyonlar için singular noktaldır.

$$\Omega = -\frac{\sqrt{\pi}V}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \frac{1}{2\pi i} \left[\oint_{C_0} \frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)} \frac{e^z}{(z)^{7/2}} \left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\frac{3A+g\frac{\hbar\omega_c}{2}z}{2\mu}\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right]}\right) dz + \oint_{C_n} \frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)} \frac{e^z}{(z)^{7/2}} \left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\frac{3A+g\frac{\hbar\omega_c}{2}z}{2\mu}\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right]}\right) dz \right] \quad (14)$$

Düşük sıcaklıklarda $\frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}$ ifadesini ve $\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} \gg 1$ şartını dikkate alarak $\left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\frac{3A+g\frac{\hbar\omega_c}{2}z}{2\mu}\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right]}\right)$ terimleri Taylor serisine açarsak,

$$\frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)} \approx 1 + \frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)^2}{6} + \frac{7\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)^4}{340} + \dots \quad (15)$$

$$\left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\frac{3A+g\frac{\hbar\omega_c}{2}z}{2\mu}\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right]}\right) \approx 1 + \left(-\frac{1}{6} + \frac{\left(\frac{3A+g\frac{\hbar\omega_c}{2}z}{2}\right)^2}{2}\right) \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right)^2 \quad (16)$$

Bu ifadeleri Denklem 14.'teki ilk terimde yazarsak:

$$-\frac{V\sqrt{\pi}}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \frac{1}{2\pi i} \int \frac{e^z}{(z)^{7/2}} \left(1 + \left(\frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)^2}{6} z^2 + \left(-\frac{1}{6} + \frac{\left(\frac{3A+g\frac{\hbar\omega_c}{2}z}{2}\right)^2}{2}\right) z^2 \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}\right)^2\right) dz \quad (17)$$

Aşağıdaki ifadeyi elde ederiz. İntegralin sonucu ise,

$$-\frac{V\sqrt{\pi}}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \left(\frac{16\pi}{15} + \frac{8\pi}{6} \left(\frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)^2}{6} + \left(-\frac{1}{6} + \frac{\left(\frac{3A+g\frac{\hbar\omega_c}{2}z}{2}\right)^2}{2}\right) \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}\right)^2\right) \quad (18)$$

şeklinindedir. Şimdi de Denklem 9.'daki ikinci integrali hesaplamak için residü formülünü kullanalım.

$$-\frac{V}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2\pi i} \int \frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)} \frac{e^z}{(z)^{7/2}} \left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\frac{3A+g\frac{\hbar\omega_c}{2}z}{2\mu}\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right]}\right) dz \quad (19)$$

Son parantezde paydadaki terimi onun sıfırı civarında olduğu dikkate alırsak:

$$\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}z\right] = \sinh[il\pi + \epsilon] = \sinh[il\pi] + \cosh[il\pi] \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}z - il\pi\right) \approx (-1)^l \frac{\hbar\omega_c}{2\mu} \left(z - \frac{2\mu}{\hbar\omega_c} il\pi\right) \quad (20)$$

$$-\frac{2V}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \sqrt{\pi \sum_l \frac{(-1)^l \left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)}{\sinh\left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)} \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu l\pi}\right)^{5/2} \cos\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{gY}{2}\right) l\pi\right] \cos\left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} l\pi - \frac{\pi}{4}\right)} \quad (21)$$

Denklemler 18. ve 21.'i birleştirsek termodinamik potansiyelin ifadesi:

$$\Omega = -\frac{V\sqrt{\pi}}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \left(\frac{16\pi}{15} + \frac{8\pi}{6} \left(\frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu}\right)^2}{6} + \left(-\frac{1}{6} + \frac{\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{gY}{2}\right)^2}{2} \right) \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}\right)^2 \right) \right) + 2 \sum_l \frac{(-1)^l \left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)}{\sinh\left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)} \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu l\pi}\right)^{5/2} \cos\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{gY}{2}\right) l\pi\right] \cos\left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} l\pi - \frac{\pi}{4}\right) \quad (22)$$

Görüldüğü gibi termodinamik potansiyel, sıcaklık ve magnetik alana bağlı gözükmektedir. Entropi ise aşağıdaki ifadedeki gibidir.

$$S = -\left(\frac{\partial\Omega}{\partial T}\right)_{H,\xi} = \frac{V\sqrt{\pi}}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \left(\frac{8\pi}{6} \left(\frac{k_B T}{\mu}\right)^2 + \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}\right)^2 \left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{gY}{2}\right) \frac{3}{\hbar\omega_c} \frac{dA}{dT} \right) + \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu l\pi}\right)^{5/2} \sum_l \left(2 \frac{(-1)^l \left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)}{\sinh\left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)} \left(\coth\left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right) - \frac{1}{\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l} \right) \frac{2k_B \pi^2}{\hbar\omega_c} l \cos\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{gY}{2}\right) l\pi\right] \cos\left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} l\pi - \frac{\pi}{4}\right) - 2 \frac{(-1)^l \left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)}{\sinh\left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)} \frac{3l\pi}{\hbar\omega_c} \frac{dA}{dT} \sin\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{gY}{2}\right) l\pi\right] \cos\left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} l\pi - \frac{\pi}{4}\right) \right) \quad (23)$$

Sistemin entropisi,

$$S(T, H) = S(T, 0) + S_H(T, H) \quad (24)$$

Magnetik alana göre entropinin değişimi ise,

$$\Delta S(T, \Delta H) = S(T, H) - S(T, 0) = S_H(T, H) \quad (25)$$

şeklindedir. Fermi enerjisi ile elektron sayısı arasındaki bağlantıyı dikkate alırsak:

$$\left(\frac{2m}{\hbar^2} \mu\right)^{3/2} = 3\pi^2 \frac{N}{V} \quad (26)$$

Entropinin değişmesi l=1 durumunda

$$\begin{aligned} \Delta S(T, \Delta H) = & \frac{V\sqrt{\pi}}{(2\pi)^2} 3\pi^2 \frac{N}{V} \mu \left(\frac{8\pi}{6} \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} \right)^2 \left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) \frac{3}{\hbar\omega_c} \frac{dA}{dT} \right. \\ & + \left(\frac{\hbar\omega_c}{2l\mu\pi} \right)^{\frac{5}{2}} \left(2 \frac{-\left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)}{\sinh\left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)} \left(\text{Coth}\left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l} \right) \frac{2k_B \pi^2}{\hbar\omega_c} l \cos\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right) l\pi\right] \cos\left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} l\pi - \frac{\pi}{4}\right) \right. \\ & \left. \left. + 2 \frac{\left(\pi^2 \frac{2T}{\hbar\omega_c} l\right)}{\sinh\left(\pi^2 \frac{2T}{\hbar\omega_c} l\right)} \frac{3l\pi}{\hbar\omega_c} \frac{dA}{dT} \text{Sin}\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right) l\pi\right] \cos\left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} l\pi - \frac{\pi}{4}\right) \right) \right) \end{aligned} \quad (27)$$

A=0 olursa, entropi değişimi

$$\Delta S(T, \Delta H) = -\frac{3N}{2} \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}\right)^{\frac{3}{2}} I(x) \cos\left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} \pi - \frac{\pi}{4}\right) \cos\left[\left(\frac{g\gamma}{2}\right) \pi\right] \quad (28)$$

şeklindedir. Burada I(x)

$$I(x) = \frac{x}{\sinh(x)} \left(\text{Coth}(x) - \frac{1}{x} \right) \quad (29)$$

$$x = \pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} \quad (30)$$

I(x) sıcaklık ve manyetik alan hakkında bilgi içerir ve manyetik entropi değişiminin genliğini kosinüs terimiyle en üst ve en alt düzeye çıkarılabilir.

$g=2$ ve $\gamma = \frac{m_n}{m_0} = 1$ durumu için Denklem 9. Reis [2] tarafından elde edilen ifade ile aynıdır.

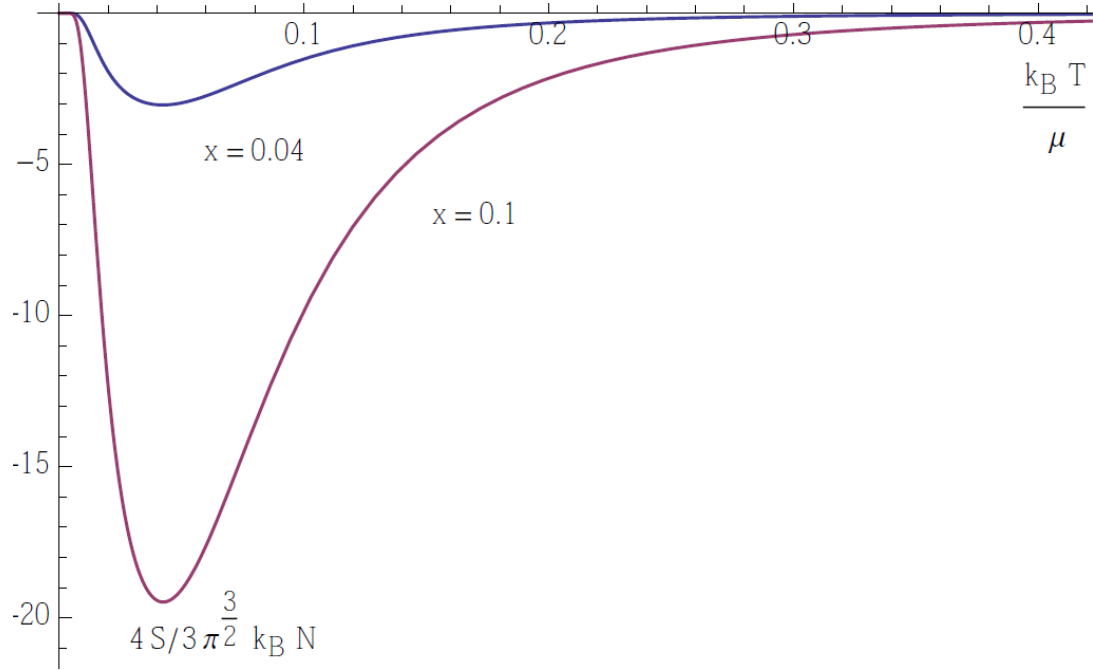
$$S_{osc} = -\frac{3}{16} \frac{N}{\pi} \frac{I(x)}{\left(n + \frac{1}{4}\right)^{\frac{3}{2}}} \left(\cos\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right) \pi\right] \cos(n\pi) \right) \quad (31)$$

Elde edilen bu ifade, Reis' in elde ettiği ifadeden farklı olarak kosinüs terimi sıfır olsa bile değiş-tokuş teriminden dolayı osilasyon yapmayan kısmi manyetik entropi sıfırdan farklı değer alabilmektedir.

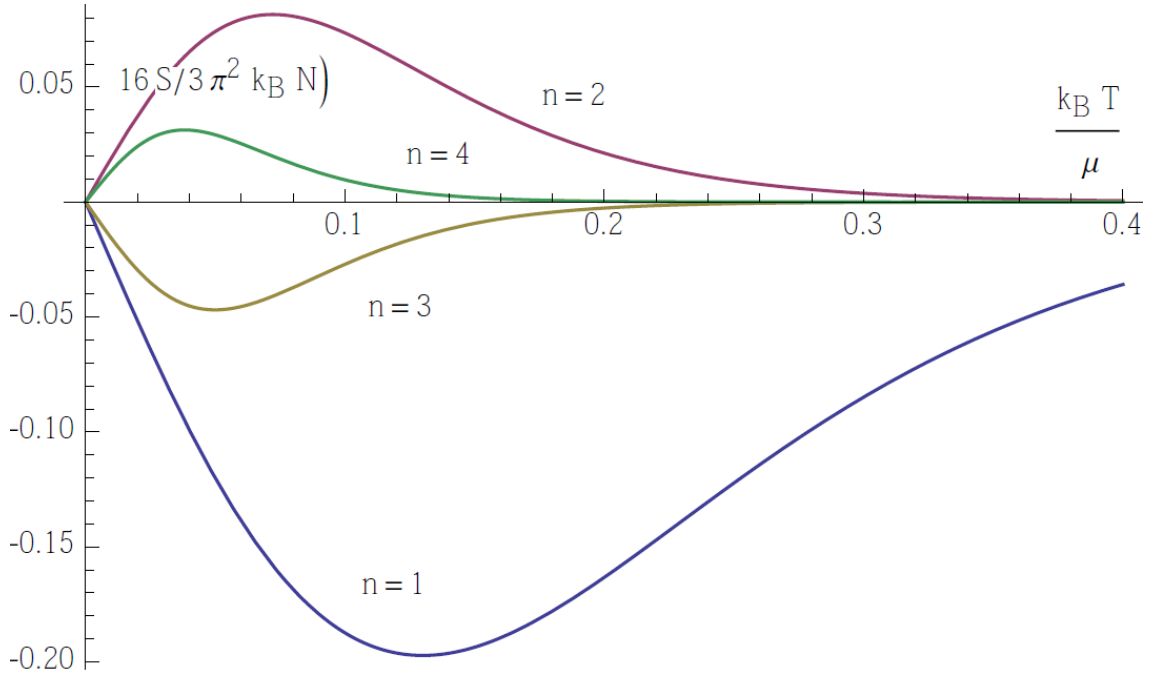
$$\Delta S = \frac{3N\sqrt{\pi}}{4} \frac{\pi\hbar\omega_c}{\mu} \left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) \frac{dA}{dT} \quad (32)$$

4. Sonuç veYorum

Elde edilen bu hesaplamaları $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ yarımanyetik yarıiletkenlere uyguladık. Elektronların etkin kütlesi: $m_e=0.047m_0$ olup m_0 serbest elektronların kütlesidir, $N_0J_{s-d} = 0.4 \text{ eV}$ [18] ve $g=-20$ [5] $\mu = 0.012 \text{ eV}$ [6]. Şekil 1.'de osilasyon yapmayan entropi teriminin $\frac{k_B T}{\mu}$ parametresine göre değişimi farklı x değerleri için gösterilmiştir. Şekil 2.'de ise, osilasyon yapan entropi teriminin $\frac{k_B T}{\mu}$ parametresine göre değişimi gösterilmiştir.



Şekil 1. Manyetik entropinin osilasyon olmayan kısmının farklı x değerleri için sıcaklığa göre değişimi



Şekil 2. Manyetik entropinin osilyasyon kısmının farklı n değerleri için sıcaklığa göre değişimi

Teşekkür

Bu çalışma SDÜ BAP 4687-YL1-16 No'lu Proje ile desteklendiği için SDÜ Bilimsel Araştırma Projeleri birimine teşekkür ederiz.

Kaynakça

- [1] Z.Z. Alisultanov, R.P. Meilanov, L.S. Paixao, and M.S. Reis, "Oscillating magnetocaloric effect in quantum nanoribbons," *Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures*, vol. 65, pp. 44-50, 2015.
- [2] M. S. Reis, "Oscillating magnetocaloric effect," *Appl. Phys. Lett.* vol. 99, p. 052511, 2011.
- [3] J. Kossut and J. A. Gaj, *Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors*. Springer Series in Materials Science, vol. 144, 2010.
- [4] A.M. Perelemov, *Obobşenniye kogerentniye sostoyaniya kvantovix sistem*, in Russian, Moscow: Nauka, 1979.
- [5] Y. S. Gui, C.R. Becker, J. Liu, V. Daumer, V. Hock, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, "Interplay of Rashba, Zeeman and Landau splitting in a magnetic two-dimensional electron gas," *Europhys. Lett.*, vol. 65, no. 3, pp. 393-399, 2004.
- [6] Q. Chen, "Electrical and optical properties of the bulk states HgTe/CdTe quantum wells topological insulators," M.S.thesis, University of Wollongong, Wollongong, Avustralya, 2014.