

UZUNUNA MAQNİT SAHƏSİNDƏ PARABOLİK POTENSİALLI KVANT ÇUXURUNUN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİ

F.M.HAŞIMZADƏ, X.A.HƏSƏNOV, M.M.BABAYEV

*Azərbaycan MEA, Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı, H.Cavid pr. 33*

Kvant çuxuru təbəqəsi boyunca bir-birinə paralel yönəlmiş elektrik və maqnit sahələrində elektron qazının elektrik keçiriciliyi tədqiq edilmişdir. Keçiricilik üçün maqnit sahəsi və cırlaşma dərəcəsinin ixtiyari qiymətində tətbiq oluna bilən ümumi ifadə alınmışdır. Mənfi maqnitomüqavimətin əmələ gəlməsinin yeni mexanizmi aşkar edilmişdir. Göstərilmişdir ki, parabolik potensiallı kvant çuxurunda Landau səviyyələrinin spinə görə parçalanması nəticəsində cırlaşmamış elektron qazında mənfi maqnitomüqavimət əmələ gəlir.

I. GİRİŞ

Son vaxtlar ölçüləri elektronların de-Broyl dalğa uzunluğu tərtibində olan sistemlərdə baş verən kinetik hadisələrin öyrənilməsinə diqqət artmışdır. Elektronların hərəkətinin məhdudluğu, bu sistemlərdə kinetik hadisələrin böyükhəcmli kristallardakından kəskin fərqlənməsinə gətirir. Diqqət mərkəzində olan məsələlərdən biri də kvant çuxurunda olan elektron qazının keçiriciliyinə maqnit sahəsinin təsirinin tədqiqidir.

Müqavimətin maqnit sahəsində dəyişməsi (maqnitomüqavimət) iki amilin təsiri ilə əmələ gələ bilər: birincisi, maqnit sahəsinin təsiri ilə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının dəyişməsi hesabına; ikincisi, yükdaşıyıcıların yürüklüyünün dəyişməsi nəticəsində. Maqnitomüqavimətin yaranmasının ikinci amili elektronların effektiv kütləsi, səpilmə mexanizmləri, məhdudlaşdırıcı potensialın (kvant çuxurunun) parametrləri barədə qiymətli məlumatlar verdiyi üçün daha maraqlıdır. Kvant çuxurunda maqnitomüqavimətə aid bir sıra tədqiqatlar mövcuddur [1-6], lakin [1,3-5] işlərində əsasən sonsuz düzbücaqlı potensiala malik kvant çuxurlarına baxılmışdır. Parabolik potensiallı kvant çuxurlarında maqnitomüqavimət [2,6] işlərində öyrənilmiş, lakin bu işlərdə elektronun spininin təsiri nəzərə alınmamışdır. Aşağıda görəcəyik ki, spinin nəzərə alınması keyfiyyət dəyişikliyinə gətirir.

Bu işdə elektronların spininin təsiri nəzərə alınmaqla parabolik potensiallı kvant çuxurunda elektron qazının keçiriciliyinin uzununa (kvant çuxuru təbəqəsi boyunca yönəlmiş elektrik sahəsinə paralel) maqnit sahəsindən asılılığı tədqiq edilir. Elektronların konsentrasiyasının maqnit sahəsindən asılı olmadığı hala baxılır. Elektrik keçiriciliyi üçün cırlaşma dərəcəsinin və maqnit sahəsinin ixtiyari qiymətində tətbiq oluna bilən ifadə alınıb. Cırlaşmamış və güclü cırlaşmış elektron qazı üçün bu ifadə analitik funksiyalarla təsvir olunur.

Aşkar edilmişdir ki, maqnit sahəsinin müəyyən oblastında cırlaşmamış elektron qazına malik kvant çuxurunda maqnitomüqavimət mənfi olur. Mənfi maqnitomüqavimətin (MMM) yaranması mexanizmi tədqiq olunmuş və göstərilmişdir ki, burada Landau səviyyələrinin spinə görə parçalanması həlledici rol oynayır (spin nəzərə alınmadıqda MMM yaranmır).

Qeyd edək ki, MMM həm 3-ölçülü, 2-ölçülü və 1-ölçülü kristallara, həm də kvant çuxuruna aid bir çox eksperimentlərdə çoxdan müşahidə edilir. MMM həm eninə, həm də uzununa maqnit sahələrində, müxtəlif temperatur oblastında meydana çıxır. MMM-in meydana gəldiyi şəraitin belə müxtəlifliyi deməyə əsas verir ki, onun əmələ gəlməsi mexanizmləri müxtəlifdir [7].

[8] işində uzununa $(\vec{B} \parallel \vec{E})$ kvantlayıcı maqnit sahəsində olan 3-ölçülü kristalda elektronların akustik fononlardan səpilməsi halında maqnitomüqavimət hesablanıb və göstərilib ki, maqnit sahəsinin $\hbar\omega_c \leq \kappa_0 T$ şərtini ödəyən oblastında (ω_c - elektronların tsiklotron tezliyi, T - temperaturdur) cırlaşmamış yarımqeçiricilər üçün MMM alınır. Bu halda MMM, kvantlayıcı maqnit sahəsində elektronların hal sıxlığının maqnit sahəsindən spesifik (kəsilən, ossilyasiyalı) asılılığından, yəni $\hbar\omega_c < \kappa_0 T$ oblastında səpilmə ehtimalının maqnit sahəsiz hala nisbətən daha kiçik olmasından irəli gəlir. MMM-in bu mexanizmində elektronun spini əhəmiyyətli rol oynamır ([8] işində spin nəzərə alınmır).

[7] işində eninə $(\vec{B} \perp \vec{E})$ maqnit sahəsində 3-ölçülü kristalda deformasiya potensialından elektronların səpilməsi halında maqnitomüqavimət tədqiq edilib və alınıb ki, maqnit sahəsinə görə kvantlanmanı ardıcıl nəzərə aldıqda (köçürməni birelektronlu sıxlıq matrisi ilə təsvir etdikdə) eninə maqnit sahələrində də MMM meydana çıxır.

Həm 3-ölçülü, həm də 2-ölçülü kristallarda meydana çıxan MMM-in izahında ən çox elektronların zəif lokalizasiya nəzəriyyəsinə [9-11] və bunun nəticəsində keçiriciliyə əlavə olunan kvant düzəlişlərinə istinad edilir. Bu nəzəriyyə həm eninə, həm də uzununa maqnit sahələrində meydana çıxan MMM-ə eyni dərəcədə aid edilə bilər [3, 12-18]. MMM-in bu mexanizmində elektronun enerji səviyyələrinin maqnit sahəsində parçalanması və ölçüyə görə kvantlanma əhəmiyyətli rol oynamır, 3-ölçülü kristalda bu effekt zəif (klassik) maqnit sahələrində meydana çıxır.

[5] işində eni sifra yaxın götürülən 2-ölçülü güclü cırlaşmış elektron qazının təbəqə müstəvisində olan maqnit sahəsində maqnitomüqaviməti öyrənilib. Elektronların ion aşqarlardan səpilməsi halında göstərilib ki, maqnit sahəsi spin polyarizasiyası yaratdığından və bunun nəticəsində hal sıxlığını, Fermi səviyyəsini və elektron qazının ekranlaşma xassələrini dəyişdiyindən MMM əmələ gətirir. [5] işində maqnit sahəsinin enerji spektrinə təsiri nəzərə alınmır.

Bizim baxdığımız halda isə MMM parabolik potensiallı kvant çuxurunda elektronun spininin enerji spektrinə təsiri nəticəsində əmələ gəlir. Burada MMM qəfəs temperaturunun və maqnit sahəsinin nisbətən kiçik qiymətlərində alınır, maqnit sahəsinin böyük qiymətlərində isə maqnitomüqavimət cırlaşmamış elektron qazı üçün müsbət olur və monoton artır.

II. KVANT ÇUXURUNDA ELEKTRONLARIN SPEKTRİ VƏ HAL SIXLIĞI

A. Kvant çuxurunun modeli

Biz burada A^3B^5 tipli yarımqeçiricilər əsasında yaradılmış kvant çuxurlarına baxacağıq. Bunlara xarakterik misal eksperimentdə ən çox tədqiq olunan $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ kvant çuxurudur. Nisbətən geniş ($L_x \geq 100 \text{ nm}$) belə kvant çuxurunda potensial Δ_2 hündürlüklü çəpərlə məhdudlaşmış Δ_1 dərinlikli parabola kimi yaradıla bilər [2]. Biz elektronların orta enerjisinin ($\bar{\epsilon}$) parabolanın dərinliyindən (Δ_1) kiçik olduğu hallara baxacağıq (cırlaşmış elektron qazı üçün Fermi səviyyəsi $\epsilon_f < \Delta_1$, cırlaşmamış elektron qazı üçün $k_0 T \ll \Delta_1$). Bu halda kvant çuxurunda olan elektronlar üçün potensialı

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}, \quad (1)$$

kimi yazmaq olar (x oxu elektron qazı təbəqəsinə perpendikulyar istiqamətdə götürülmüşdür). Burada m - elektronların effektiv kütləsi, ω_0 - parabolik potensialın parametridir və

$$\Delta_1 = \frac{m\omega_0^2 L_x^2}{8}, \quad (2)$$

şərtindən müəyyən edilir (L_x - kvant çuxurunun enidir).

B. Elektronların enerji spektri və dalğa funksiyası

Fərz edək ki, \vec{B} induksiya maqnit sahəsi yz müstəvisində yerləşən elektron qazı təbəqəsinə paralel, z oxu istiqamətində yönəlmişdir. Əgər A vektor potensialı üçün Landau qəlibləməsinə $A(0, x \cdot B, 0)$ kimi seçsək, onda elektronların dispersiya qanununu aşağıdakı kimi yazmaq olar [19, 20]:

$$\varepsilon_{N, k_y, k_z, \sigma} = \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + \sigma g \mu_B B. \quad (3)$$

Burada $\omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2}$, $\omega_c = \frac{eB}{mc}$ - elektronların tsiklotron tezliyi, e - yükünün modulu, c - işıq sürəti, g - spektroskopik parçalanma sabiti, $\sigma = \pm \frac{1}{2}$ - spin kvant ədədi, N - Landau səviyyələrinin sıra sayı, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0c}$ - Bor maqnetonu, m_0 - sərbəst elektronun kütləsidir.

Elektronların enerjisinin (3) məxsusi qiymətlərinə uyğun dalğa funksiyaları

$$\varphi_{N, k_y, k_z}(r) = \varphi_N(x - x_0) e^{i(k_y y + k_z z)}, \quad (4)$$

şəklində olur, burada

$$\varphi_N(x - x_0) = \frac{1}{\pi^{1/4} \alpha^{1/2} (2^N N!)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\alpha^2}\right] H_N\left(\frac{x - x_0}{\alpha}\right) \quad (5)$$

- mərkəzi x_0 olub, N - kvant ədədinə malik xətti harmonik ossilyatorun (Landau ossilyatorunun) dalğa funksiyası, $H_N(x)$ - Ermit çoxhədlisidir [21],

$$\alpha = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}, \quad x_0 = \frac{\omega_c}{\omega} \alpha^2 k_y. \quad (6)$$

C. Elektronların hal sıxlığı

Ümumi halda hal sıxlığı

$$g(\varepsilon) = \sum_{N, \sigma, k_y, k_z} \delta(\varepsilon_{N, \sigma, k_y, k_z} - \varepsilon) \quad (7)$$

ifadəsi ilə təyin edilir. (3) və (6) ifadələrindən istifadə etməklə k_y və k_z üzrə cəmləmədən x_0 və ε üzrə inteqrallamaya keçsək, kvant çuxurunda elektronların hal sıxlığı üçün alırıq [22]:

$$g(\varepsilon) = \frac{L_y L_z m}{2\pi\hbar} \frac{\omega}{\omega_0} \sum_{N, \sigma} I(N, \sigma, \varepsilon), \quad (8)$$

burada L_y və L_z - y və z istiqamətində təbəqənin ölçüləridir və

$$I(N, \sigma, \varepsilon) = \int_0^{x_{0m}} \frac{dx_0}{\sqrt{\frac{\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma}}{\beta} - x_0^2}}, \quad (9)$$

$$\varepsilon_{N\sigma} = \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega + \sigma g \mu_B B, \quad \beta = \frac{m \omega_0^2 \omega^2}{2 \omega_c^2} \quad (10)$$

işarə edilmişdir. (9) ifadəsində integralın yuxarı sərhədi (x_{0m}), ümumi halda desək, N, σ, ε və L_x - dən asılıdır. x_{0m} - i müəyyən etmək üçün nəzərə alaq ki, (8)-(9) ifadələrində cəmləmə kökaltı ifadənin müsbət olduğu və mərkəzləri kvant çuxurunun daxilinə düşən $\left(|x_0| < \frac{L_x}{2}\right)$ Landau ossilyatorları üzrə aparılır. Burada 2 hal ola bilər:

1. $\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma} < \beta \left(\frac{L_x}{2}\right)^2$. Bu halda kökaltı ifadənin müsbət qiymətlərinə uyğun bütün

Landau ossilyatorlarının mərkəzləri kvant çuxurunun daxilinə düşür, ona görə də $x_{0m} = \sqrt{(\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma}) / \beta}$ və (9)- dan görüldüyü kimi, $I(N, \sigma, \varepsilon)$ ε və L_x - dən asılı olmur:

$$I(N, \sigma, \varepsilon) = \frac{\pi}{2}. \quad (11)$$

2. $\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma} > \beta \left(\frac{L_x}{2}\right)^2$. Bu halda $x_{0m} = \frac{L_x}{2}$ və $I(N, \sigma, \varepsilon)$ ε, N, σ və L_x - dən asılı olur:

$$I(N, \sigma, \varepsilon) = \arcsin \frac{L_x \sqrt{\beta}}{2 \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma}}}. \quad (12)$$

(11) və (12)- ni (8)- də nəzərə alsaq, hal sıxlığı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$g_H(\varepsilon) = \frac{L_y L_z m \omega}{2 \pi \hbar^2 \omega_0} \left\{ \sum_{N, \sigma} H\left(-\varepsilon + \varepsilon_{N, \sigma} + \frac{\beta L_x^2}{2}\right) H(\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma}) + \frac{2}{\pi} \sum_{N, \sigma} H\left(\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma} - \frac{\beta L_x^2}{2}\right) \arcsin \frac{L_x \sqrt{\beta}}{2 \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma}}}\right\}, \quad (13)$$

burada $H(x)$ - Hevisayd funksiyasıdır:

$$H(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0; \\ 0, & x < 0. \end{cases} \quad (14)$$

Eksperimentdə öyrənilən əksər hallarda elektronların orta enerjisi ($\bar{\varepsilon}$) $\bar{\varepsilon} - \frac{\hbar \omega}{2} - \frac{1}{2} |g| \mu_B B < \Delta_1 < \frac{\beta L_x^2}{2}$ şərtini ödəyir. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, biz keçiriciliyi tədqiq edərkən məhz bu hala baxacağıq. Bu halda elektronların hal sıxlığı üçün (13) ifadəsində ikinci həddi atmaq olar və $g(\varepsilon)$ ε - un pilləli funksiyası olur:

$$g_H(\varepsilon) = \frac{L_y L_z m}{2 \pi \hbar^2} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \sum_{N, \sigma} H(\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma}). \quad (15)$$

ε - un hər bir verilmiş qiymətində $g(\varepsilon)$ maqnit sahəsinin mişarşəkili funksiyasıdır.

III. KVANT ÇUXURUNDA ELEKTRONLARIN KİMYƏVİ POTENSİALI

Əgər enerjinin hesablanma başlanğıcı olaraq kvant çuxurunun dibini götürsək 2-ölçülü elektron qazının səth sıxlığı belə ifadə olunur:

$$n = \frac{1}{L_y L_z} \int_0^{\varepsilon} g(\varepsilon) f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (16)$$

burada

$$f_0(\varepsilon) = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \xi}{k_0 T}\right) \right]^{-1} \quad (17)$$

- tarazlıq halında elektronların paylanma funksiyası (Fermi-Dirak paylanması), ξ - elektronların kimyəvi potensialıdır. Hal sıxlığının (15) ifadəsini (16)-da yazıb enerjiyə görə inteqrallasaq, elektronların səth sıxlığı üçün alırıq:

$$n = \frac{n_0}{2} \frac{\omega}{\omega_0} \sum_N \left\{ \ln \left[e^{\eta - \left(N + \frac{1}{2}\right) \frac{a+b}{2}} + 1 \right] + \ln \left[e^{\eta - \left(N + \frac{1}{2}\right) \frac{a-b}{2}} + 1 \right] \right\}. \quad (18)$$

Burada

$$n_0 = \frac{mk_0 T}{\pi \hbar^2}, \quad a = \frac{\hbar \omega}{k_0 T}, \quad b = \frac{|g| \mu_B B}{k_0 T}, \quad \eta = \frac{\xi}{k_0 T} \quad (19)$$

işarə edilmişdir. Cırılma dərəcəsinin və maqnit sahəsinin ixtiyari qiymətlərində elektronların kimyəvi potensialını (18) ifadəsindən tapmaq olar. Biz burada hesab edirik ki, elektronların səth sıxlığı maqnit sahəsindən asılı deyil. Elektron qazının cırılmadığı və güclü cırıldığı hallarda kimyəvi potensialın n və B - dən asılılığını tədqiq edək.

A. Cırılmamış elektron qazı

Kvant çuxurunda elektronların cırılarmaması şərti ($f_0(\bar{\varepsilon}) \ll 1$) belə ifadə oluna bilər:

$$-\eta_0 \equiv \frac{a}{2} - \frac{b}{2} - \eta \gg 1. \quad (20)$$

Bu şərt daxilində (18)- dən kimyəvi potensial üçün alırıq:

$$\xi(B) = k_0 T \ln \left[\frac{2sh \frac{a}{2} n \omega_0}{ch \frac{b}{2} n_0 \omega} \right]. \quad (21)$$

(20) və (21) ifadələrindən elektronların səth sıxlığının verilmiş qiymətində cırılarmama şərtini ödəyən temperatur oblastını tapa bilərik. Məsələn, $GaAs$ üçün ($m = 0,067 m_0$, $\hbar \omega = 2,91 meV$ [24]) cırılarmama şərti ($\eta_0 \leq -3$) $n = 10^8 sm^{-2}$ səth sıxlığında $T \geq 1 K$, $n = 10^9 sm^{-2}$ səth sıxlığında $T \geq 8 K$, $n = 10^{10} sm^{-2}$ qiymətində $T \geq 60 K$.

Xüsusi halda, $a \gg 1$, $b \gg 1$ olarsa, (21) aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\xi(B) = \frac{\hbar\omega}{2} - \frac{1}{2} |g| \mu_\beta B + k_0 T \ln \left(\frac{2n \omega_0}{n_0 \omega} \right), \quad (22)$$

$a \gg 1, b \ll 1$ halında isə

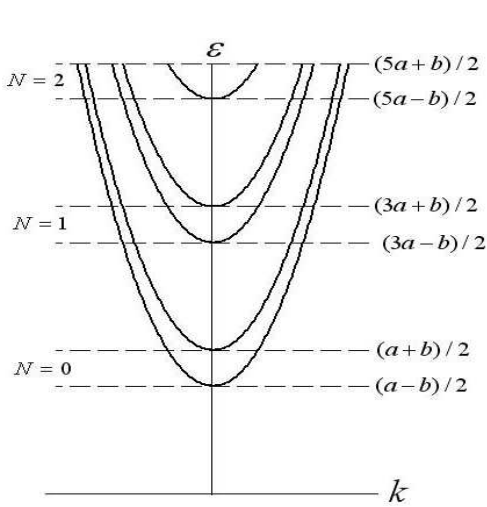
$$\xi(B) = \frac{\hbar\omega}{2} + k_0 T \ln \left(\frac{2n \omega_0}{n_0 \omega} \right). \quad (23)$$

B.Güclü cırlaşmış elektron qazı

Cırlaşmış elektron qazı üçün (20) şərti ödənmir. Biz güclü cırlaşmış elektron qazına baxaq:

$$\eta_0 \equiv \eta - \frac{a}{2} + \frac{b}{2} \gg 1. \quad (24)$$

Bu şərt ödəndikdə (18) ifadəsində loqarifmik funksiyaların arqumentində 1-i



ata bilərik (bu, $\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right)$ funksiyasının

$\delta(\varepsilon - \xi)$ ilə əvəz edilməsinə ekvivalentdir). Bu halda kimyəvi potensialın analitik şəkli onun enerjisinin hansı oblastına düşməsindən asılı olur (bax: Şəkil 1).

Şəkil 1.

Uzununa maqnit sahəsində olan kvant çuxurunda elektronların enerjisinin (ε) dalğa vektorundan (k_z) asılılıq qrafiki.

Kimyəvi potensial eyni Landau səviyyəsinin spinə görə parçalanmış yarım səviyyələri arasına düşürsə, yəni $\left(N + \frac{1}{2} \right) a - \frac{b}{2} < \eta < \left(N + \frac{1}{2} \right) a + \frac{b}{2}$ olarsa, (18)-dən alırıq:

$$\xi(B) = \left[\frac{(N_0 - 1)^2}{4L} + \frac{1}{2} \right] \hbar\omega + \frac{2k_0 T}{L} \frac{n \omega_0}{n_0 \omega} - \frac{|g| \mu_\beta B}{2L}, \quad (25)$$

kimyəvi potensial qonşu Landau səviyyələri arasına düşəndə, yəni $\left(N + \frac{1}{2} \right) a + \frac{b}{2} < \eta < \left(N + \frac{3}{2} \right) a - \frac{b}{2}$ olanda isə

$$\xi(B) = \frac{L}{4} \hbar\omega + \frac{2k_0 T}{L} \frac{n \omega_0}{n_0 \omega}, \quad (26)$$

burada L kimyəvi potensialdan aşağıda yerləşən Landau yarım səviyyələrinin ümumi sayını göstərir.

Səth sıxlığının verilmiş qiymətində N -ci Landau səviyyəsinin enerjisi $\left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_0 \left(1 + \frac{\omega_c^2}{\omega_0^2} \right)^{1/2}$ kimi maqnit sahəsindən asılıdır, $\xi(B)$ isə maqnit sahəsindən

zəif asılıdır (maqnit sahəsi artdıqca (25) və (26) ifadələrində I hədlər artır, II hədlər isə azalır, dəyişmələr bir-birini qismən kompensasiya edir). Ona görə də maqnit sahəsi artdıqca Landau səviyyələri növbə ilə kimyəvi potensialı kəsb aşağıdan

yuxarıya keçir. Bu zaman $\xi(B)$ üçün növbə ilə (25) və (26) ifadələrindən istifadə edilir. Aydındır ki, $\eta = \left(N_0 + \frac{1}{2}\right)a - \frac{b}{2}$ və $\eta = \left(N_0 + \frac{1}{2}\right)a + \frac{b}{2}$ keçid qiymətlərində (25) və (26) üst-üstə düşməlidir. (25) və (26) bu şərti ödəyir, lakin nəzərə alınmalıdır ki, (25)-dən (26) -ya və ya tərsinə keçəndə (enerjinin keçid qiymətlərində) L bir vahid dəyişdirilməlidir.

Spinə görə parçalanmanı nəzərə almadıqda ($b \rightarrow 0$) kimyəvi potensial üçün maqnit sahəsinin bütün oblastında yarayan ümumi ifadə yazmaq olar:

$$\xi(B) = (N_0 + 1) \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{k_0 T}{N_0 + 1} \cdot \frac{n}{n_0} \frac{\omega_0}{\omega}. \quad (27)$$

Burada $N_0 = \frac{L}{2} - 1$ kimyəvi potensialdan aşağıdakı Landau səviyyələrindən ən yüksəyinin sıra sayıdır. *GaAs*-də g kiçik olduğu üçün (27) ifadəsindən alınan nəticələr (25)-(26) ifadələrindən alınan nəticələrlə demək olar ki, üst-üstə düşür.

N_0 - in təyininə görə

$$\left(N_0 + \frac{3}{2}\right)\hbar\omega > \xi(B) \geq \left(N_0 + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega. \quad (28)$$

(27) və (28)- dən N_0 üçün alırıq:

$$N_0 = \left\lfloor \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_0}{m\omega^2} + \frac{1}{4}} - \frac{1}{2} \right\rfloor, \quad (29)$$

burada $[x]$ ilə x ədədinin tam hissəsi işarə edilib.

Səth sıxlığının verilmiş qiymətində hər hansı (N -ci) Landau səviyyəsi ilə kimyəvi potensialın kəsişməsinin baş verdiyi maqnit sahəsinin qiymətini (27) ifadəsindən ala bilərik:

$$B_N = \frac{m\omega_0}{e} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{m\omega_0 N(N+1)}} - 1. \quad (30)$$

Qeyd edək ki, güclü cırılmış halda maqnit sahəsinin bütün qiymətlərində kimyəvi potensial 0- cı Landau səviyyəsindən yuxarıda durur, yəni (30)- da $N \geq 1$. Səth sıxlığının $n < \frac{m\omega_0}{\pi\hbar}$ qiymətlərində hələ maqnit sahəsi olmayanda da kimyəvi potensial 1-ci Landau səviyyəsindən aşağıda durur, elektronlar əsasən 0-cı Landau səviyyəsində yerləşir. Bu halda kimyəvi potensial

$$\xi(B) = \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\pi\hbar^2}{m} n \frac{\omega_0}{\omega}. \quad (31)$$

Elektron qazının güclü cırıldığı halda ($T \rightarrow 0$) elektronların əsasən 0-cı Landau səviyyəsində yerləşməsi şərti *GaAs* üçün ($m = 0,067 m_0$, $\hbar\omega_0 = 2,91 meV$ [24]) $n < 9 \cdot 10^{10} sm^{-2}$, *InSb* üçün ($\hbar\omega_0 = 7,5 meV$) $n < 5 \cdot 10^{10} sm^{-2}$. Qeyd edək ki, *InSb* kristalında maqnit sahəsinin təsiri ilə Landau səviyyələrinin parçalanması güclü olduğundan ($g = -51,2$) maqnit sahəsinin artması ilə 0-cı Landau yarım səviyyələrindən yuxarıda duranı da kimyəvi potensialı kəsib yuxarı keçir ($n = 5 \cdot 10^{10} sm^{-2}$ səth sıxlığında bu, $B > 2,2 Tl$ maqnit sahələrində baş verir) elektronlar yalnız aşağıda duran Landau yarım səviyyəsində yerləşir.

IV. ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNİN HESABLANMASI

\vec{E} intensivlikli xarici elektrik və \vec{B} induksiya uzununa maqnit sahələrində olan kvant çuxuruna baxaq: $ox \perp \vec{E} \parallel \vec{B} \parallel oz$. Maqnit sahəsi elektronların z istiqamətində hərəkətinə təsir etmədiyinə görə elektronların $f(N, \sigma, k_y, k_z)$ paylanma funksiyası üçün klassik Bolsman tənliyindən istifadə etmək olar [25]. Onda cərəyan şiddəti üçün yaza bilərik:

$$j_z = \sum_{N, k_y, k_z, \sigma} (-e) f(N, \sigma, k_y, k_z) v_z, \quad (32)$$

burada $(-e)$ elektronun yükü, $v_z = \frac{\hbar k_z}{m}$ - sürətidir. Relaksasiya müddəti yaxınlaşmasından istifadə edərək uzununa maqnit sahəsində

$$f(N, \sigma, k_y, k_z) = f_0(\varepsilon) + v_z \tau_B(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} e E_z \quad (33)$$

yaza bilərik [25], burada $\tau_B(\varepsilon)$ - elektronların maqnit sahəsindəki relaksasiya müddətidir. Biz elektronların akustik fononlardan və nöqtəvi defektlərdən ($V(\vec{r}) = V_0 \delta(\vec{r})$ şəkilli qısatəsirli potensialdan) səpilməsi mexanizmlərinə baxacağıq. Bu halda relaksasiya müddətini

$$\tau_B(\varepsilon) = \tau_1 \cdot n^{-1}(\varepsilon) \quad (34)$$

şəklində yazmaq olar [25], $g(\varepsilon)$ - maqnit sahəsində elektronların hal sıxlığıdır. Akustik fononlardan səpilmədə

$$\tau_1 = \frac{\rho \hbar u_0^2}{\pi E_0^2 k_0 T}, \quad (35)$$

ρ - kristalın sıxlığı, u_0 - səsin kristalda sürəti, E_0 - deformasiya potensialı sabitidir. Qısatəsirli potensialdan səpilmədə

$$\tau_1 = \frac{\hbar}{\pi V_0^2 N_D}, \quad (36)$$

N_D - nöqtəvi defektlərin konsentrasiyasıdır.

(33) və (34) ifadələrini (32) - də yerinə yazaraq və $k'_y = k_y \frac{\omega_0}{\omega}$ əvəz edib (k'_y, k_z)

müstəvisində polyar koordinatlara keçib inteqrallayaq:

$$j_z = \frac{e^2 L_y L_z}{2\pi \hbar^2} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \tau_1 E_z \sum_{N, \sigma} \int_{N, \sigma}^{\infty} (\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma}) g^{-1}(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon. \quad (37)$$

Bu ifadəyə daxil olan $g(\varepsilon)$ hal sıxlığı ümumi halda (13) vasitəsilə təyin edilir. Eksperimentdə öyrənilən əksər hallarda hal sıxlığı üçün (15) ifadəsindən istifadə etmək olar. Onda (37)- də $\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma} = x k_0 T$ əvəzləməsi aparsaq elektrik keçiriciliyi üçün alırıq:

$$\sigma_{zz}(B) = -\frac{e^2 \tau_1}{m} k_0 T \sum_{N, \sigma_0} \int \frac{x \frac{d}{dx} f_0 \left[x + \left(N + \frac{1}{2} \right) a - \sigma b \right]}{\sum_{N_1, \sigma_1} H[x + (N - N_1) a - (\sigma - \sigma_1) b]} dx. \quad (38)$$

(38) ifadəsində inteqrallama oblastını $\int_0^\infty \rightarrow \sum_{r=0}^\infty \int_{ra}^{(r+1)a}$ kimi hissələrə bölüb hissə-hissə

inteqrallama metodunun köməyi ilə $\sigma_{zz}(B)$ üçün alırıq:

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}(B) = & \frac{e^2 \tau_1}{2m} k_0 T \sum_{N=0}^\infty \left\{ \frac{N+1}{2N+1} \left[N a f_0 \left(\left(N + \frac{1}{2} \right) a - \frac{b}{2} \right) - (N a + 2b) f_0 \left(\left(N + \frac{1}{2} \right) a + \frac{b}{2} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + 2 \ln \frac{1+e^{\eta \left(N + \frac{1}{2} \right) a + \frac{b}{2}}}{1+e^{\eta \left(N + \frac{1}{2} \right) a - \frac{b}{2}}} \right] + (N a + b) f_0 \left(\left(N + \frac{1}{2} \right) a + \frac{b}{2} \right) - (N a + 2a - b) f_0 \left(\left(N + \frac{3}{2} \right) a - \frac{b}{2} \right) + \right. \\ & \left. + 2 \ln \frac{1+e^{\eta \left(N + \frac{1}{2} \right) a - \frac{b}{2}}}{1+e^{\eta \left(N + \frac{3}{2} \right) a + \frac{b}{2}}} + \frac{N+1}{2N+3} \left[\left((N+2)a - 2b \right) f_0 \left(\left(N + \frac{3}{2} \right) a - \frac{b}{2} \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - (N+2) a f_0 \left(\left(N + \frac{3}{2} \right) a + \frac{b}{2} \right) + 2 \ln \frac{1+e^{\eta \left(N + \frac{3}{2} \right) a + \frac{b}{2}}}{1+e^{\eta \left(N + \frac{3}{2} \right) a - \frac{b}{2}}} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (39)$$

(39) ifadəsi elektronların ixtiyari cırılma dərəcəsində yararlıdır. $\sigma_{zz}(B)$ -nin maqnit sahəsindən, temperaturdan və kristalın parametrlərindən asılılıqlarını analitik şəkildə almaq üçün cırılmamış və güclü cırılmış elektron qazına malik kvant çuxurlarına baxaq.

A. Cırılmamış elektron qazı

(20) şərti ödəndikdə (39) ifadəsində N üzrə cəmləməni aparmaq mümkün olur. Onda (21) və (39)- dan cırılmamış elektron qazına malik kvant çuxurunun keçiriciliyi üçün alırıq:

$$\sigma_{zz}(B) = \sigma(0) \frac{\omega_0}{\omega} \frac{sh \frac{a}{2}}{ch \frac{b}{2}} e^{-\frac{a}{2}} \left[(2-b) e^{\frac{b}{2}} + a sh \frac{b}{2} - \frac{a}{e^a - 1} ch \frac{b}{2} - \left(\frac{a}{2} - b \right) e^{\frac{a}{2}} sh \frac{b}{2} \ln cth \frac{a}{4} \right]. \quad (40)$$

Burada

$$\sigma(0) = \frac{e^2 \tau_1}{m} \frac{\pi \hbar^2}{m} n \quad (41)$$

spini nəzərə almadıqda ($g \rightarrow 0$), $k_0 T \ll \hbar \omega_0$ temperatur oblastında maqnit sahəsiz ($B = 0$) keçiricilikdir.

$g \rightarrow 0$ halında keçiriciliyin maqnit sahəsindən asılılığı üçün (40)- dan alırıq:

$$\sigma_{zz}(B) = \sigma(0) \frac{\omega_0}{\omega} \left[1 - \left(1 + \frac{a_0}{2} \frac{\omega}{\omega_0} \right) e^{-a_0 \frac{\omega}{\omega_0}} \right], \quad (42)$$

burada

$$a_0 = \frac{\hbar \omega_0}{k_0 T}, \quad \frac{\omega}{\omega_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{e}{m \omega_0} \right)^2 B^2}. \quad (43)$$

(42)- dən alınır ki, spini nəzərə almadıqda keçiricilik B maqnit sahəsinin monoton azalan funksiyasıdır.

$a \gg 1$ halında keçiricilik üçün (40)- dan alırıq:

$$\sigma_{zz}(B) = \sigma(0) \frac{\omega_0}{\omega} \frac{2 - be^{-b}}{1 + e^{-b}} \quad (44)$$

(44)- dən göründüyü kimi, $a \gg 1$, $b \gg 1$ halında keçiricilik b -nin (g -nin) qiymətindən asılı olmur və $g \rightarrow 0$ halındakı keçiricilikdən 2 dəfə böyük olur:

$$\sigma_{zz}(B) = 2\sigma(0) \frac{\omega_0}{\omega}. \quad (45)$$

Bu halda da keçiricilik maqnit sahəsinin artması ilə monoton azalır.

İndi $k_0T \ll \hbar\omega_0$ temperatur oblastında maqnit sahəsinin $b \ll 1$ ($g/\mu_\beta B \ll k_0T$) şərtini ödəyən nisbətən kiçik qiymətlərində keçiriciliyi tədqiq edək. Bu halda (44)-ü sıraya ayırmaqla alırıq:

$$\sigma_{zz}(B) = \sigma(0) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{eB}{m\omega_0} \right)^2 + \left(\frac{g\mu_\beta B}{2k_0T} \right)^2 \right]. \quad (46)$$

Müqavimətin maqnit sahəsində dəyişməsi (maqnitomüqavimət) üçün (46)-dan alırıq:

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho(0)} = \left(\frac{\omega_c}{\omega_0} \right)^2 \left[\frac{1}{2} - \left(\frac{g\hbar\omega_0}{4k_0T} \right)^2 \left(\frac{m}{m_0} \right)^2 \right] \quad (47)$$

(47) ifadəsindən görünür ki, temperaturun müəyyən T_{kr} - dən kiçik qiymətlərində maqnitomüqavimət mənfi olur. Maqnitomüqavimətin mənfi olduğu temperatur oblastı spektral parçalanma sabiti g və qəfəsin parametri ω_0 - dan asılıdır:

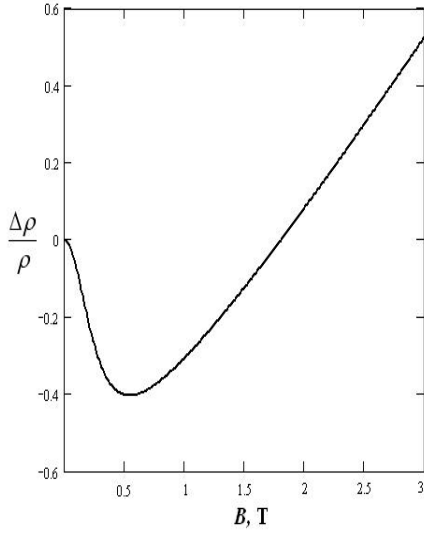
$$T_{kr} = \frac{|g| \hbar\omega_0}{2\sqrt{2}k_0} \frac{m}{m_0}. \quad (48)$$

InSb üçün ($\hbar\omega_0 = 7,5 \text{ meV}$ [23]) (48)- dən $T_{kr} \approx 25 \text{ K}$, *GaAs* üçün ($\hbar\omega_0 = 2,91 \text{ meV}$ [24]) $T_{kr} \approx 0,34 \text{ K}$ alınır. Temperaturun $T > T_{kr}$ qiymətlərində MMM alınmır - maqnit sahəsinin bütün oblastında müqavimət monoton olaraq artır.

(42) və (47) ifadələrindən göründüyü kimi, $g \rightarrow 0$ olduqda temperaturun heç bir qiymətində MMM alınmır. Yəni kvant çuxurunda MMM elektronun spininin təsiri ilə Landau səviyyələrinin parçalanması nəticəsində yaranır.

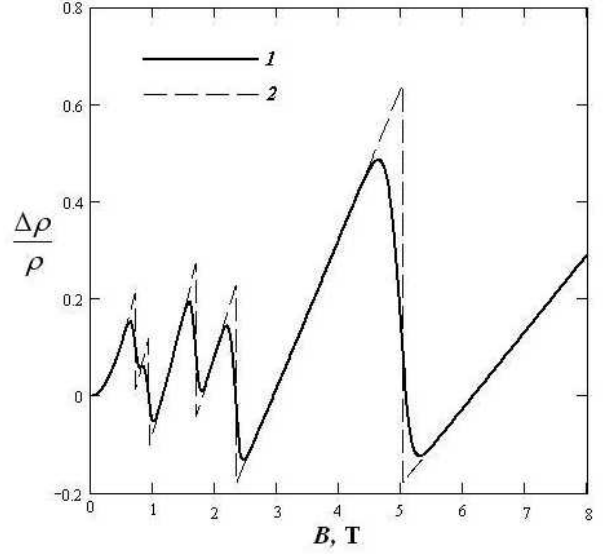
MMM təkcə cırılşmamış halda deyil, zəif cırılşmış halda da alınır. MMM- in mövcud olduğu maqnit sahəsi oblastını cırılşmamış halda (40), zəif cırılşmış halda isə ümumi (39) ifadələrindən tapmaq olar. Şəkil 2-də *InSb* kvant çuxurunda müqavimətin maqnit sahəsindən asılılıq qrafiki verilmişdir ($T=4,2 \text{ K}$, $n=10^9 \text{ sm}^{-2}$).

Qrafikdən görünür ki, MMM maqnit sahəsinin $(0; 1,8Tl)$ oblastında alınır. $B < B_m \approx 0,5Tl$ oblastında müqavimət azalır, $B_m \approx 0,5Tl$ qiymətində MMM maksimal olur və $\sim 40\%$ təşkil edir. Maqnit sahəsinin $B \gg B_m$ qiymətlərində maqnitomüqavimət müsbət və maqnit sahəsinin monoton artan funksiyası olur. Temperaturun dəyişməsi ilə MMM oblastı zəif dəyişir. Temperatur artdıqca müqavimətin azaldığı oblast bir qədər genişlənir, lakin müqavimətin nisbi dəyişməsi azalır. Məsələn, həmin səth sıxlığında 20 K temperaturda $B_m \approx 0,8Tl$, müqavimətin maksimal nisbi dəyişməsi $\sim 6\%$ olur.



Şəkil 2.

Cırlaşmamış elektron qazına malik *InSb* kvant çuxurunda maqnitomüqavimətin maqnit sahəsindən (B) asılılığı ($T=4,2K$, $n=10^9 sm^{-2}$).



Şəkil 3.

Cırlaşmış elektron qazına malik *InSb* kvant çuxurunda maqnitomüqavimətin maqnit sahəsindən (B) asılılığı ($T=4,2K$, $n=2,5 \cdot 10^{11} sm^{-2}$).

B. Güclü cırlaşmış elektron qazı

(24) şərtini ödəyən güclü cırlaşmış elektron qazı üçün keçiriciliyin ifadəsini (38)-dən almaq daha əlverişlidir. Bu ifadədə $-\frac{\partial f_0}{\partial x} = \delta(x-\eta)$ əvəz edib inteqrallamanı aparsaq və kimyəvi potensial üçün (25) və (26) ifadələrini nəzərə alsaq, keçiricilik üçün aşağıdakı sadə ifadə alınır:

$$\sigma_{zz}(B) = \sigma(0) \frac{\omega_0}{\omega} \frac{2}{L}. \quad (49)$$

Burada $\sigma(0)$ (41) ifadəsi ilə təyin edilir, L isə kimyəvi potensialdan aşağıda duran Landau yarım səviyyələrinin sayıdır (hər bir səviyyə spinə görə ikiyə parçalanıb). Maqnit sahəsi artdıqca sahənin müəyyən qiymətlərində Landau səviyyələri kimyəvi potensialı kəsib yuxarıya keçir və deməli L bir vahid azalır, ona görə də maqnit sahəsinin həmin qiymətlərində keçiricilik sıçrayışla artır. Nəticədə güclü cırlaşmış elektron qazına malik kvant çuxurunun müqaviməti maqnit sahəsinin mişarşəkilli funksiyası olur.

Dəqiq desək, (49) ifadəsi $T \rightarrow 0$ halına aiddir. Lakin sıfırdan fərqli temperaturlarda da cırlaşmış elektron qazı üçün bu ifadəni kifayət qədər tətbiq etmək olar. Şəkil 3- də temperaturu $4,2K$, səth sıxlığı $n = 2,5 \cdot 10^{11} sm^{-2}$ olan *InSb* kvant çuxurunda maqnitomüqavimətin nisbi dəyişməsinin maqnit sahəsindən asılılığı verilmişdir. 1 əyrisi ümumi olan (39) ifadəsi ilə, 2 əyrisi isə güclü cırlaşmış hala aid (49) ifadəsi ilə qurulub. Şəkidən görüldüyü kimi, (49) ifadəsi kifayət qədər düzgün nəticə verir, yalnız sıçrayışın "itiliyi" artır.

V. NƏTİCƏLƏR

Bu işdə enerji spektrinə spinin təsirini nəzərə almaqla elektronların akustik fononlardan və nöqtəvi defektlərdən səpilməsi halında parabolik potensiallı kvant çuxurundakı elektron qazının müqavimətinə uzununa maqnit sahəsinin təsiri tədqiq edilmişdir. Əsas nəticə budur ki, parabolik potensiallı kvant çuxurunda elektronların spesifik enerji spektri və Landu səviyyələrinin spinə görə parçalanması nəticəsində cırlaşmamış elektron qazı üçün MMM meydana çıxır. Əmələ gələn MMM-i eksperimentdə müşahidə etmək üçün elektronların 2-ölçülü sıxlığı kiçik ($n < 10^9 \text{ sm}^{-2}$) olan (cırlaşmamaq və ya zəif cırlaşmaq şərtini ödəyən) kvant çuxurlarına baxılmalıdır. g - faktoru böyük olan $InSb$ kvant çuxurunda MMM $T \leq 25 \text{ K}$ temperatur oblastında meydana çıxır. g - faktoru kiçik olan $GaAs$ kvant çuxurunda isə MMM çox aşağı temperaturlarda ($T \leq 0,34 \text{ K}$) meydana çıxır.

1. J.Yoshino, H.Sakaki, T.Hotta, *Surface science*, **142** (1984) 326.
2. E.G.Gwinn, R.M.Westervelt, P.F.Hopkins, A.J.Rimberg, M.Sundaram, A.C.Gossard, *Phys.Rev. B*, **39** (1989) 6260.
3. М.Крещук, С.В.Новиков, Т.А.Полянская, И.Г.Савельев, *ФТП*, **31** (1997) 459
4. G.M.Gusev, J.R.Leite, E.V.Olshanetski, D.K.Maude, M.Casse, J.C.Portal, N.T.Moshegov, A.I.Toropov, *Physica E*, **6** (2000) 112.
5. V.T.Dolgoplov, A.Gold, *Pisma v ZhETF*, **71** (2000) 42.
6. Э.П.Синявский, Р.А.Хамидуллин, *ФТП*, **36** (2002) 989.
7. В.Э.Каминский, *ФТП*, **36** (2002) 1360.
8. Л.С.Дубинская, *ФТТ*, **7** (1965) 2821.
9. S.Hikami, A.Larkin, Y.Nagaoka, *Prog. Theor. Phys.*, **63** (1980) 707.
10. B.Altshuler, D.Khmelnitskii, A.Larkin, P.Lee, *Phys.Rev. B*, **22** (1980) 5142.
11. Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов, Д.Е.Хмельницкий, А.И.Ларкин, *ЖЭТФ*, **81** (1981) 768.
12. S.N.Song, X.K.Wang, R.P.H.Chang, J.V.Ketterson, *Phys.Rev.Lett.*, **72** (1994) 697.
13. А.Д.Виссер, В.И.Калушкин, В.А.Кульбачинский, В.Г.Кытин, А.П.Сеничкин, Е.Л.Шангина, *Письма в ЖЭТФ*, **59** (1994) 339.
14. L.Langer, R.Bayot, E.Grivei, J.P.Issi, J.P.Heremans, C.H.Olk, L.Stockman, C.Van Haesendonck, Y.Bruynseraede, *Phys.Rev.Lett.*, **76** (1996) 479.
15. G.Baumgartner, M.Carrerd, L.Zuppiroli, W.Basca, W.A.de Heer, L.Forro, *Phys.Rev. B*, **65** (1997) 6704.
16. Н.Г.Жданова, М.С.Каган, Е.Г.Ландсберг, *ЖЭТФ*, **117** (2000) 761.
17. А.И.Вейнгер, А.Г.Забродский, Т.В.Тиснер, *ФТП*, **34** (2000) 774.
18. G.M.Minkov, S.A.Negashev, O.E.Rut, A.V.Germanenko, O.I.Khrykin, V.I.Shashkin, V.M.Danil'tsev, *Phys.Rev. B*, **61** (2000) 13172.
19. J Hammersberg ., H. Weman, *Phys.Rev. B*, **54** (1996) 4835.
20. В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган, *Проблемы квантовой механики, Москва, Наука*, (1981).
21. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Квантовая механика, Москва, ГИФМЛ*, (1989).
22. Ф.М.Гашимзаде, А.М.Бабаев, Х.А.Гасанов, *ФТП*, **43** (2001) 1776.
23. T.Darnhofer, U.Rossler, *Phys.Rev. B*, **47** (1993) 16020.
24. M.P.Stopa and S.D.Sarma, *Phys Rev. B*, **40** (1989) 10048.

6
6
6
6

UZUNUNA MAQNIT SAHƏSİNDƏ PARABOLİK POTENSİALLI
KVANT ÇUXURUNUN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİ

25.Б.М.Аскеров, *Кинетические эффекты в полупроводниках*, Ленинград, Наука, (1970).

**CONDUCTIVITY OF QUANTUM WELL WITH PARABOLIC POTENTIAL IN A
LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD**

F.M.HASHIMZADE, KH.A.HASANOV, M.M.BABAYEV

The conductivity of electron gas in parallel electric and magnetic fields directed along the plane of a quantum well was investigated. The general expression of conductivity was received for the arbitrary magnetic field and with arbitrary degree of the electron gas degeneracy. The new mechanism of negative magneto-resistance is revealed. It was shown that in the parabolic quantum well with non-degenerated electron gas as a result of splitting of Landau levels arises negative magneto-resistance.

**ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ КВАНТОВОЙ ЯМЫ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ
В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Ф.М.ГАШИМЗАДЕ, Х.А.ГАСАНОВ, М.М.БАБАЕВ

Исследована электропроводность электронного газа в параллельных электрических и магнитных полях, направленных по поверхности параболической квантовой ямы. Получено общее выражение для электропроводности, применимое при любых значениях магнитного поля и степени вырождения. Выявлен новый механизм образования отрицательного магнетосопротивления. Показано, что в параболической квантовой яме с невырожденным электронным газом отрицательное магнетосопротивление возникает в результате Зеемановского расщепления уровней Ландау.

Редактор: Б.Аскеров