BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ
№3 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2007

KVAZİİKİÖLÇÜLÜ SİSTEMLƏRİN DƏYİŞƏN ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİ

İ.R.QƏDİROVA
Bakı Dövlət Universiteti

Kvaziikiölçülü enerji spektrli elektron sistemlərinin dəyişən elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyi hesablanmışdır. Elektrik keçiriciliyi əmsalının zona quruluşunun parametrlərindən asılılığı müəyyən edilmişdir. Laylara perpendikulyar istiqamətindəki elektrik keçiriciliyi əmsalı birölcülü minizonanın yarımeninin kvadratı ilə mütənasibdir.

Kvaziikiölçülü elektron qazı laylı kristallarda, eləcə də süni yaradılmış sistemlərdə – heterostrukturlarda, ifratqəfəslərdə – müşahidə olunur [1]. Yeni, idarə oluna bilən fiziki xassələrə malik olduqlarından və bərk cisim elektronikasında tətbiq olunduğundan bu cür sistemlər hazırda geniş miqyasda öyrənilir [2 - 4]. Bu elektron sistemləri elektromaqnit sahə vericiləri, müxtəlif məqsədli şüalanma qəbulediciləri, termoelementlər və s. cihaz və qurğularda istifadə oluna bilərlər [5]. Bu strukturlar, həmçinin yüksək temperaturlu ifratkeçiriçilərin alınması nöqteyi-nəzərindən də perspektivlidir [6]. Bu tip elektron sistemləri başqa yarımkeçirici və yarımkeçirici əsaslı strukturlardan fərqli özünəməxsus kinetik xassələrə malikdir [7]. Kristallik quruluşun xüsusiyyətlərinə görə laylar arası elektronların dalğa funksiyalarının az örtülməsi nəticəsində elektronların laylara perpendikulyar istiqamətdə hərəkəti məhdud olur və kvazi ikiölçülü sistemlərin fiziki xassələri əhəmiyyətli dərəcədə anizotropiya ilə səciyyələnir.

Kvaziikiölçülü enerji spektrinə malik olan kristallarda müəyyən C oxuna paralel istiqamətdə elektronların enerji spektri diskret və yaxud dar enerji zolaqlarından ibarət olur, bu oxa perpendikulyar istiqamətdə isə elektronların hərəkəti sərbəst olur.

Kvaziikiölçülü kristallarda elektronun dispersiya qanunu anizotropdur və onu

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_\perp} - \Delta \cos ak_z \tag{1}$$

şəklində yazmaq olar [8]. Burada $\vec{k}(k_x, k_y, k_z)$ - elektronun dalğa vektoru, $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, $\Delta - k_z$ istiqamətində birölçülü minizonanın yarımeni, $m_\perp$ - elektronun C oxuna perpendikulyar istiqamətindəki hərəkətinə uyğun effektiv kütləsi, a - C II z oxu istiqamətində qəfəs sabitidir.

[9]-də izotrop spektrə malik kubik simmetriyalı metalın dəyişən elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyi hesablanmışdır.

Bu işdə Bolsman kinetik tənliyi üsulu ilə (1) şəklində olan anizotrop spektr üçün elektrik keçiriciliyi hesablanmışdır.

Tutaq ki, kristala dəyişən elektrik sahəsi tətbiq olunmuşdur:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp i(\vec{q}\vec{r} - \omega t) \tag{2}$$

burada $\vec{E}_0$ - dəyişən elektrik sahəsinin amplitudası, ω - onun tezliyi, $\vec{q}$ dalğa vektorudur.

Relaksasiya müddəti τ yaçınlaşmasında kinetik tənlik

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\nabla_{\vec{r}} f - \frac{e\vec{E}}{\hbar}\nabla_{\vec{k}} f = -\frac{f_1}{\tau} \tag{3}$$

və elektronların qeyri-taraz paylanma funksiyası

$$f = f_0 + f_1 \tag{4}$$

şəklində yazılır [10]. Burada

$$f_0 = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon(\vec{k}) - \mu}{k_0 T}\right)\right]^{-1}. \tag{5}$$

Fermi funksiyası, $f_1(\varepsilon(\vec{k}))$ - kiçik əlavədir $|f_1| << f_0$. Tutaq ki,

$$f_1 = \vec{v}\vec{E}\,\psi(\varepsilon), \tag{6}$$

$\psi(\varepsilon)$ - elektronun enerjisindən asılı olan skalyar funksiyadır. (4) – (6) ifadələrini (3) tənliyində yerinə yazaq və qeyd edək ki, elektronun sürəti υ elektromaqnit dalğasının faza sürətindən çox kiçik $qv << \omega$, elektrik sahəsinin dəyişdiyi məsafə isə elektronun sərbəst yürüş məsafəsindən çox böyük $\lambda >> 1$ olduqda elektrik sahəsinin məsafədən asılı olaraq dəyişməsi zəif olur, buna görə də onu kinetik tənlikdə nəzərə almamaq olar, yəni $\nabla_{\vec{r}} f = 0$ qəbul etmək olar. Onda $\psi(\varepsilon) = \frac{e\tau}{1 - i\omega\tau}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)$ olur və paylanma funksiyası üçün

$$f = f_0 + \frac{e\tau}{1 - i\omega\tau}(\vec{E}\vec{\upsilon})\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) \tag{7}$$

ifadəsi alınır. (7)-ni $\vec{j}$ cərəyan sıxlığı ifadəsində yerinə yazaq:

$$\vec{j} = -\frac{2e}{(2\pi)^3}\int \vec{\upsilon} f d\vec{k} = -\frac{2e^2}{(2\pi)^3}\int \frac{\vec{\upsilon}\tau}{1 - i\omega\tau}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)(\vec{\upsilon}\vec{E})d\vec{k}. \tag{8}$$

Burada $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ elektrik keçiriciliyi əmsalının, σ_1 həqiqi və σ_2 xəyali hissələrinin ifadələrini yazaq:

$$\sigma = -\frac{2e^2}{(2\pi)^3}\int \frac{\upsilon^2\tau}{1 - i\omega\tau}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)d\vec{k} \tag{9}$$

$$\sigma_1 = -\frac{2e^2}{(2\pi)^3}\int \frac{\upsilon^2\tau}{1+\omega^2\tau^2}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)d\vec{k} \tag{9a}$$

$$\sigma_2 = -\frac{2e^2\omega}{(2\pi)^3}\int \frac{\upsilon^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)d\vec{k} \tag{9b}$$

(9 – 9b) ifadələrində $(k_\perp, \varphi, k_z)$ silindrik koordinatlara keçək və $\varepsilon_\perp = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_\perp}$ əvəzləməsini edək:

$$\sigma = -\frac{2e^2}{(2\pi)^3}\frac{m_\perp}{\hbar^2}\int_{-\pi/a}^{\pi/a} dk_z \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \frac{\upsilon^2\tau}{1-i\omega\tau}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)d\varepsilon_\perp \tag{10}$$

$$\sigma_1 = -\frac{2e^2}{(2\pi)^3}\frac{m_\perp}{\hbar^2}\int_{-\pi/a}^{\pi/a} dk_z \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \frac{\upsilon^2\tau}{1+\omega^2\tau^2}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)d\varepsilon_\perp \tag{10a}$$

$$\sigma_2 = -\frac{2e^2\omega}{(2\pi)^3}\frac{m_\perp}{\hbar^2}\int_{-\pi/a}^{\pi/a} dk_z \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \frac{\upsilon^2\tau}{1+\omega^2\tau^2}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)d\varepsilon_\perp . \tag{10b}$$

Elektronun sürət vektorunun $\vec{\upsilon}(\vec{k}) = \frac{1}{\hbar} grad_{\vec{k}}\, \varepsilon(\vec{k})$ (1) dispersiya qanununa uyğun olaraq komponentlərini yazaq:

$$\upsilon_x = \frac{\hbar k_\perp \cos\varphi}{m_\perp}, \tag{11a}$$

$$\upsilon_z = \frac{\Delta a \sin ak_z}{\hbar}, \tag{11b}$$

və iki hala baxaq:

1) elektrik sahəsi vektoru C oxuna perpendikulyar istiqamətdə yönəlir, yəni $\vec{E} = \vec{E}(E_x, 0, 0)$. (11a)-nı, (10a) – (10b)də nəzərə alaraq φ bucağına görə inteqrallayaq:

$$\sigma_{x1} = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar^2}\int_{-\pi/a}^{\pi/a} dk_z \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_\perp\tau}{1+\omega^2\tau^2}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)d\varepsilon_\perp \tag{12a}$$

$$\sigma_{x2} = -\frac{e^2\omega}{2\pi^2\hbar^2}\int_{-\pi/a}^{\pi/a} dk_z \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_\perp\tau}{1+\omega^2\tau^2}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)d\varepsilon_\perp \tag{12b}$$

2) elektrik sahəsi C oxu istiqamətində yönəlir, yəni $\vec{E} = \vec{E}(0,0,E_z)$. (11b)-ni (10a)-(10b)-də yerinə yazsaq və φ-yə görə inteqrallasaq:

3) $$\sigma_{z1} = -\frac{e^2}{2\pi^2}\frac{m_\perp \Delta^2 a^2}{\hbar^4}\int_{-\pi/a}^{\pi/a}\sin^2 ak_z dk_z \int_0^\infty \frac{\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon_\perp \; ; \qquad (13a)$$

$$\sigma_{z2} = -\frac{e^2\omega}{2\pi^2}\frac{m_\perp \Delta^2 a^2}{\hbar^4}\int_{-\pi/a}^{\pi/a}\sin^2 ak_z dk_z \int_0^\infty \frac{\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon_\perp \, . \qquad (13b)$$

Elektron qazının cırlaşmış halında $\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) = \delta(\varepsilon - \mu_F)$ olduğundan (μ_F - Fermi enerjisidir, (13a) – (13b)-dəki $\varepsilon_\perp$ görə inteqrallamanı δ -funksiya vasitəsilə aparmaq olar. Bundan əlavə, elektronların akustik və qeyri-polyar optik fononlardan səpilməsi halında τ relaksasiya müddətini sabit qəbul etmək olar [11]. Bunları nəzərə alaraq elektrik keçiriciliyinin aşağıdakı ifadələrini yazaq:

$$\sigma_{x_1} = \frac{e^2\mu_F}{\pi\hbar^2 a}\frac{\tau}{1+\omega^2\tau^2} \; ; \; \sigma_{x_2} = \frac{e^2\mu_F}{\pi\hbar^2 a}\frac{\omega\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} \; ; \qquad (14)$$

$$\sigma_{z_1} = \frac{e^2 m\Delta^2 a}{2\pi\hbar^4}\frac{\tau}{1+\omega^2\tau^2} \; ; \; \sigma_{z_2} = \frac{e^2 m\Delta^2 a}{2\pi\hbar^4}\frac{\omega\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} \qquad (15)$$

Alınmış ifadələrdən görünür ki, $\sigma(\omega)$ asılılığı ümumi halda keçirici elektronların səpilmə mexanizmi ilə müəyyən olunur. (14)-də $\mu_F = \frac{\hbar^2}{2m}\left(3\pi^2 n\right)^{2/3}$ olduğunu qəbul etsək, σ_x kəmiyyətlərinin keçirici elektronların konsentrasiyasından asılılığı $n^{2/3}$ kimi olur. σ_z əmsalları birölçülü keçiricilik zonası Δ yarımeninin kvadratı ilə mütənasibdir.

ƏDƏBİYYAT

1. Андо Т., Фаулер А., Стери Ф. Электронные свойства двухмерных систем. М.: Мир, 1985.
2. Аронзон Б.А., Ковалев Д.Ю., В.В.Рымков. Неомическая прыжковая квазидвумерная проводимость и кинетика её релаксации. ФТП, 2005, т. 39, № 7, стр. 844-852.
3. Расулова Г.К., Брунков Н.П., Жуков А.Е., Устинов В.М. Высшие гармоники колебаний тока в слабосвязанных сверхрешетках GaAs/AlGaAs. ФТТ 2006, т. 40, № 7, стр. 846-849.
4. Титов А.Н., Суворова О.Н., Кетков С.Ю., Титова С.Г., Меренцов А.И. Синтез и исследование диселенида титана, интеркалированного ферроценом и кобальтоценом. ФТТ 2006, т. 48, № 8, стр. 1985-1989.
5. Булаевский Л.Н. Сверхпроводимость и электронные свойства слоистых соединений. УФН, 1975, т. 116, с. 449-483.
6. Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости. Под редакцией В.М.Гинзбурга и Д.А.Киржница, М.: «Наука», 1977.
7. Песчанский В.Г. К теории гальваномагнитных явлений в слоистых проводниках. ФНТ, 1991, т. 17, с. 1112-1115.
8. Fivaz R. Dimensionality and the electron-phonon interaction in layer structures. Nuovo Cimento 1969, LXIIIB, P. 10-28.
9. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1982.

10. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., Наука, 1985, 320 с.
11. Аскеров Б.М., Кулиев Б.И., Фигарова С.Р., Гадирова И.Р. К теории рассеяния носителей тока на фононах в квазидвумерных системах. Вестник Бакинского Университета. 1992, № 1, стр. 19-22.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ КВАЗИДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

И.Р.Гадирова

РЕЗЮМЕ

Вычислен коэффициент электропроводности квазидвумерных электронных систем в переменном электрическом поле. Определена зависимость коэффициента электропроводности от параметров зонной структуры. Найдено, что электропроводность в перпендикулярном к слоям направлении пропорциональна квадрату полуширины одномерной минизоны.

CONDUCTIVITY OF QUASI-TWO-DIMENSIONAL SYSTEMS IN a-c ELECTRIC FIELD

I.R.QADIROVA

SUMMARY

The conductivity of the quasi-two-dimensional electron systems in a-c electric field is calculated. The dependence of conductivity on band structure parameters is determined. It is shown that the conductivity in the direction perpendicular to the layers is proportional to the square of the half width of a one dimensional miniband.