Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.70-76

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ПРОДОЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г. Гулямов[1,2], У.И. Эркабоев[1], А.Г. Гулямов[3]

[1]Наманганский инженерно-технологический институт, 160115 Наманган, Узбекистан
[2]Наманганский инженерно-строительный институт, 160103 Наманган, Узбекистан
[3]Физико-технический институт АН РУз, 100084 Ташкент, Узбекистан
gulyamov1949@mail.ru
(Получена 27.12.2018)

Тор соҳали яримўтказгичларда бўйлама электр ўтказувчанлик квант осцилляцияси кўрилган. Ландау сатҳларининг термик кенгайишларини ҳисобга олган ҳолда тор соҳали яримўтказгичларда бўйлама электр ўтказувчанлик осцилляциясини ҳароратга боғлиқлигининг назарияси яратилди. Тор соҳали яримўтказгичларда бўйлама ўтказувчанлик осцилляцияси учун умумий ифода олинди. Олинган назарий натижалар Bi_2Se_3 учун бажарилган экспериментлар билан солиштирилди.

Рассмотрены квантовые осцилляции продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках. Построена теория температурной зависимости осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках с учетом термического уширения уровней Ландау. Получено общее выражение для осцилляций продольной проводимости узкозонных полупроводников в квантующих магнитных полях. Полученные теоретические результаты сопоставлены с экспериментальными данными для Bi_2Se_3.

Oscillations of longitudinal electrical conductivity in narrow-gap semiconductors are considered. A theory was constructed of the temperature dependence of the oscillations of the longitudinal electrical conductivity in narrow-gap semiconductors taking into account the thermal broadening of Landau levels. A new formula for the oscillation of the longitudinal conductivity in narrow-gap semiconductors has been obtained. The obtained theoretical results are compared with the experimental data for Bi_2Se_3.

I. ВВЕДЕНИЕ

Известно, с помощью осцилляционных явлений можно определить основные физические величины (продольную электропроводность, магнитную восприимчивость, термоэдс и другие процессы переноса) в квантующем магнитном поле. В частности, осцилляции продольной электропроводности и осцилляции магнитной восприимчивости позволяют получить ценную информацию об энергетических спектрах свободных электронов в полупроводниковых структурах. В сильном магнитном поле продольная электропроводность определяется с помощью следующего выражения [1]:

$$\sigma_{zz} = -\frac{e^2}{2\pi^2 m}\hbar\omega_c \sum_N \int_{\hbar\omega_c/2}^{\infty} k_Z^2 \tau_N(E) \frac{\partial f_0(E)}{\partial E} dk_Z = \\ = -\frac{(2m)^{1/2} e^2}{\pi^2 \hbar^3}\hbar\omega_c \int_{\hbar\omega_c/2}^{\infty} \sum_N \left[E - \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c \right]^{1/2} \tau_N(E) \frac{\partial f_0(E)}{\partial E} dE \quad . \tag{1}$$

Здесь N – число уровней Ландау, ω_c – циклотронная частота, $\tau_N(E)$ – время релаксации по импульсу, E – энергия свободного электрона в квантующем магнитном поле. Подынтегральный множитель $\partial f_0(E)/\partial E$ – производная по энергии от функции Ферми-Дирака, приобретает характер дельта-функции при низких температурах.

Из формулы (1) видно, что эффективная масса имеет постоянное значение, то есть это выражение применимо только для параболического закона дисперсии. Но если закон дисперсии является непараболическим (кейновским законом дисперсии), тогда эффективная масса сильно зависит от энергии ($m^*(E)$). В известных литературных данных [2-4] такая зависимость наблюдалась для экспериментальных и теоретических значений ($m^*(E)$) в узкозонных полупроводниках.

В последнее время сделано много экспериментов по осцилляции продольной электропроводности и магнитной восприимчивости в узкозонных полупроводниках [5-8]. В этих работах исследованы квантовые осцилляционные явления при постоянных температурах. Однако, до сих пор не разработана конкретная теория этих процессов в узкозонных полупроводниках при разных температурах.

Целью настоящей работы является исследование осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках при разных температурах.

II. ТЕОРИЯ

2.1. Зависимость осцилляций продольной электропроводности от ширины запрещенной зоны в узкозонных полупроводниках

Рассмотрим осцилляции продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках. В квантующем магнитном поле энергия электронов зоны проводимости определяется следующим выражением [1]:

$$E_{N^{\pm}} = -\frac{E_g}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{E_g^2 + 4E_g\left[\left(N+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n} \pm \frac{g_0\mu_B H}{2}\right]}\,, \tag{2}$$

где E_N – энергии электронов зоны проводимости в квантующем магнитном поле с непараболическим законом дисперсии, E_g – ширина запрещенной зоны узкозонных полупроводников.

Теперь определим k_z из формулы (2) без учета спина. Отсюда найдем k_z^2:

$$k_z^2 = \frac{2m}{\hbar^2}\left[\frac{E_N^2}{E_g} + E_N - \left(N+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c\right]. \tag{3}$$

Из (3) определим волновую функцию по оси Z с непараболическим законом дисперсии:

$$k_z = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar}\sqrt{\frac{E_N^2}{E_g} + E_N - \left(N+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c}\,. \tag{4}$$

Дифференцируя формулу (4), получим следующее выражение:

$$dk_z = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar}\frac{(2E_N/E_g)+1}{2\sqrt{(2E_N^2/E_g)+E_N-\left(N+(1/2)\right)\hbar\omega_c}}\,. \tag{5}$$

Подставляя (3) и (5) в (1), определим выражение для продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках:

$$\sigma_{zz} = A\hbar\omega_c \int\limits_{\hbar\omega_c/2}^{\infty} \sum_N \left(\frac{2E_N}{E_g}+1\right)\left[\frac{E_N^2}{E_g}+E_N-\left(N+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c\right]^{1/2} \tau_N(E)\frac{\partial f_0(E)}{\partial E}dE, \qquad (6)$$

$$A = -\frac{(2m)^{1/2}e^2}{\pi^2\hbar^3}.$$

Как видно из формулы (6), если $E_g \to \infty$, то $2E_N / E_g \to 0$ и $E_N^2 / E_g \to 0$, тогда формула (6) переходит в (1).

Время релаксации возьмём в следующем виде: $\tau = \tau_0 E^r$. Показатель степени r имеет различные значения для разных механизмов рассеяния. Например, в случае рассеяния на акустических колебаниях и ионах примеси показатель степени равен 1/2 и 3/2 [9].

Проанализируем осцилляции продольной электропроводности для разных узкозонных полупроводников с непараболическим законом дисперсии. Формула (6) позволяет графически проанализировать зависимость $\sigma_{zz}(E,H,T,E_g)$. На рис. 1 приведена зависимость осцилляций продольной электропроводности от сильного магнитного поля в InSb. В этом случае T=1 K, E_g=0.234 eV [10] и число уровней Ландау в зоне проводимости равно N=10. Как видно из рисунка, с ростом индукции магнитного поля амплитуды осцилляции продольной электропроводности увеличиваются. Также из рис. 1 видно, что значение амплитуды осцилляции проводимости равно 10. Каждая осцилляция амплитуды продольной электропроводности соответствует одному дискретному уровню Ландау. С ростом температуры амплитуда осцилляции продольной электропроводности уменьшается.

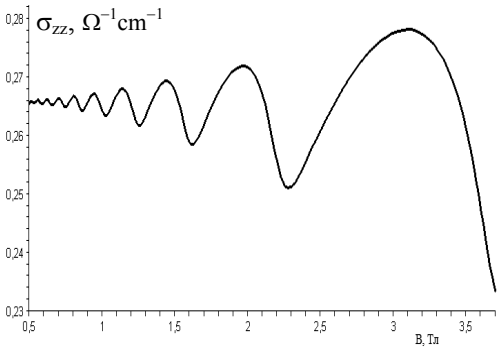


Рис. 1. Осцилляции продольной электропроводности в InSb при T=1 K, вычисленные по формуле (6).

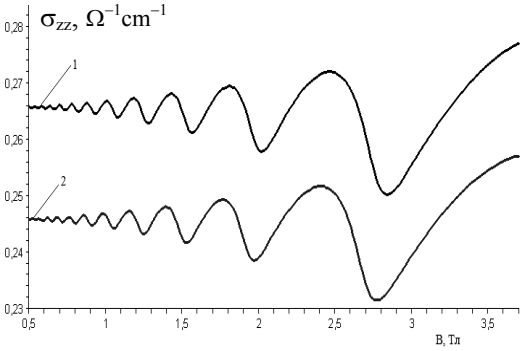


Рис. 2. Осцилляции продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках, вычисленные по формуле (6): *1* – для InSb; *2* – для InAs.

Теперь с помощью формулы (6) сравним осцилляции продольной электропроводности для разных значений запрещенной зоны. На рис. 2 приведены осцилляционные процессы для InSb и InAs при постоянной температуре. Для InSb T=4 K, E_g=0.234 eV [10], для InAs E_g=0.414 eV [10] и число уровней Ландау в зоне проводимости равно N=12. Как видно из рис. 2, с ростом ширины запрещенной

зоны график осцилляций перемещается вниз. Например, для InSb $\sigma_{zz} = 0.266$ $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ при E_g=0.234 eV, B=0.5 Тл, T=1 К. Для InAs $\sigma_{zz} = 0.246$ $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ при E_g=0.414 eV, B=0.5 Тл, T=1 К. Из рис. 2 видно, что продольная электропроводность сильно зависит от ширины запрещенной зоны узкозонных полупроводников. Отсюда следует, что с помощью ширины запрещенной зоны узкозонных полупроводников при постоянной температуре можно управлять осцилляциями продольной электропроводности. Но, как видно из формулы (1), для спектра с параболическим законом дисперсии осцилляции продольной электропроводности не зависят от ширины запрещенной зоны.

2.2. Температурная зависимость осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках

Рассмотрим температурную зависимость осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках. Графики на рис. 1 и 2 получены при низких температурах в сильных магнитных полях. В этом случае уровни Ландау проявляются резко и термические уширения очень слабые. Уширение дискретных уровней описывается производной функции распределения Ферми-Дирака $(\partial f(E,\mu,T))/\partial E$ по энергии. Чтобы учесть температурную зависимость осцилляций продольной электропроводности, разложим $\sigma_{zz}(E,H,T,E_g)$ в ряд по производной функции распределения Ферми-Дирака $(\partial f(E,\mu,T))/\partial E$. Тогда осцилляции продольной электропроводности будут зависеть от температуры.

Как известно, ширина запрещенной зоны полупроводников сильно зависит от температуры, $E_g(T)$, [10-15]. Температурную зависимость ширины запрещенной зоны полупроводников можно определить с помощью эмпирического соотношения Варшни [10, 11] или аналитического выражения Фэна [11] и других соотношений. Например, эмпирические соотношения Варшни имеют следующий вид [10, 11]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T} \ . \tag{7}$$

Здесь $E_g(0)$ – ширина запрещенной зоны при T=0 К, α_1 и α_2 – эмпирические параметры.

Производная функции Ферми-Дирака по энергии определяется выражением:

$$\frac{\partial f_0(E,\mu,T)}{\partial E} = -\frac{1}{kT}\frac{\exp[(E-\mu)/kT)]}{\left(\exp[(E-\mu)/kT)+1]\right)^2} \ . \tag{8}$$

Подставляя (7) и (8) в (6), получим температурную зависимость осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках в сильном магнитном поле:

$$\sigma_{zz}(E,H,T,E_g(T)) = A\hbar\omega_c \times$$

$$\times \int_{\hbar\omega_c/2}^{\infty} \sum_N \tau_0 E^r \left(\frac{2E_N}{E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T}} + 1 \right) \left[\frac{E_N^2}{E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T}} + E_N - \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c \right]^{1/2} \frac{\partial f_0(E,\mu,T)}{\partial E} dE \tag{9}$$

Таким образом, появляется возможность вычисления осцилляций продольной проводимости в узкозонных полупроводниках при разных температурах. Построим графики зависимости $\sigma_{zz}(E,H,T,E_g(T))$ с помощью формулы (9). На рис. 3 показаны осцилляции продольной электропроводности в InSb при температурах T=1 К, 25 К и 77 К. Здесь индукция магнитного поля изменяется в интервале $B = 0.5$ Тл – 3 Тл. При температуре T = 1 К, kT = 0.086 meV и $\hbar\omega_c = 10$ meV, $\hbar\omega_c / kT = 0.12\times10^3$=120. В этом случае термические уширения не проявляются. Таким образом, осцилляции продольной электропроводности наблюдаются при температурах $kT << \hbar\omega_c$. Из рис. 3 видно, что при температуре 77 К амплитуды осцилляций продольной электропроводности практически не заметны и совпадают с $\sigma_{zz}(E,H,T,E_g(T))$ в отсутствие магнитного поля.

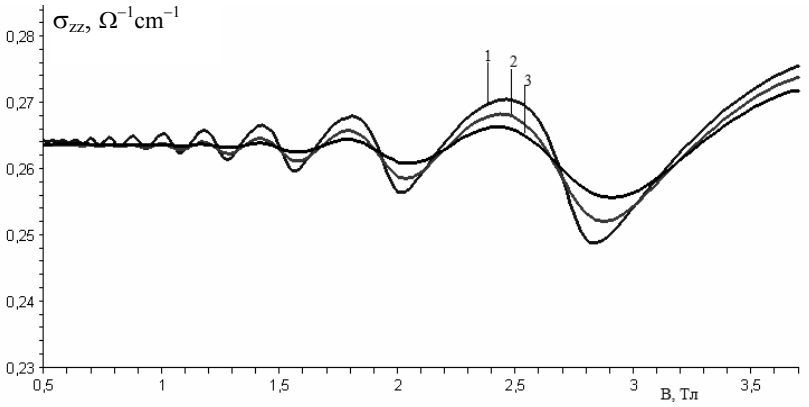


Рис. 3. Температурная зависимость осцилляций продольной электропроводности в InSb, вычисленные по формуле (9): *1* – *T*=1 K; *2* – *T*=25 K; *3* – *T*=77 K.

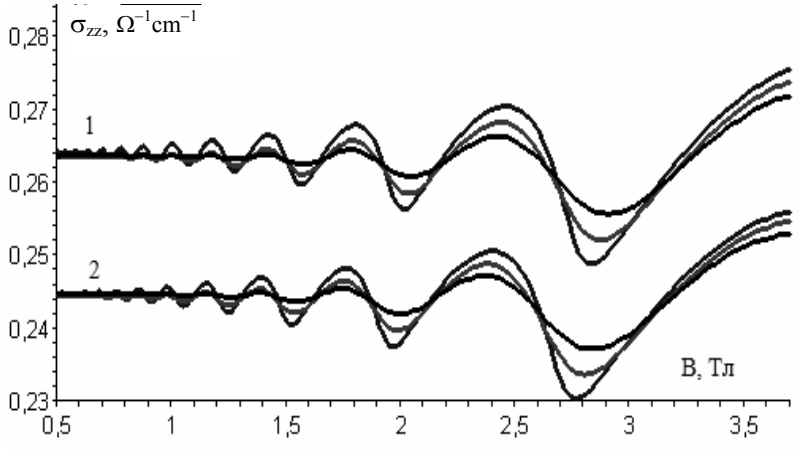


Рис. 4. Температурная зависимость осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках, вычиленная по формуле (9): *1* – для InSb; *2* – для InAs. На рисунке на каждом графике верхние кривые получены при *T*=1 K; средние – при *T*=25 K; нижние кривые – при *T*=77 K.

На рис. 4 сравниваются температурные зависимости осцилляций продольной электропроводности разных узкозонных полупроводников. Как видно из графиков (рис. 4), при высоких температурах дискретный спектр энергетических состояний превращается в сплошной спектр зоны проводимости.

Таким образом, получено общее выражение для осцилляций продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках. Это выражение учитывает ее температурную зависимость. С помощью этой теории можно объяснить несколько экспериментальных данных.

III. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

Проанализируем осцилляции продольной проводимости конкретных узкозонных материалов в квантующем магнитном поле. Для единичного объема полупроводников выполняется следующее условие:

$$R_{zz}\left(E,H,T,E_g(T)\right)\approx \rho_{zz}\left(E,H,T,E_g(T)\right)=\frac{1}{\sigma_{zz}(E,H,T,E_g(T))}. \qquad (10)$$

Здесь R_{zz} – продольное магнетосопротивление.

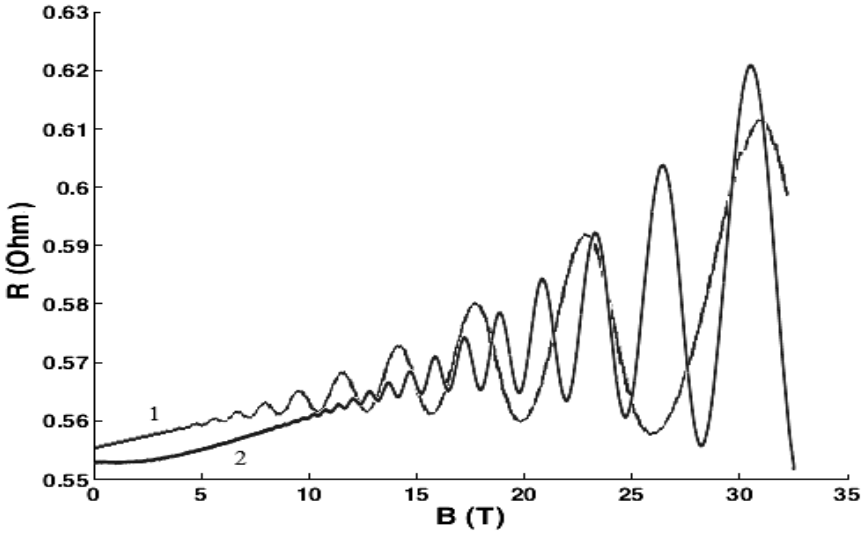


Рис. 5. Осцилляции продольного магнетосопротивления в Bi_2Se_3 при T=4.2 К: *1* – теория, расчет по формуле (10); *2* – эксперимент [8].

На рис. 5 результаты теоретических расчетов сравниваются с экспериментальными данными для Bi_2Se_3 [8] при температуре измерения T=4.2 К, $E_g(T)$=0.15 eV [16] и при интервале индукции магнитного поля B = 0–33 Тл. Теоретическая кривая для $R_{zz}\left(E,H,T,E_g(T)\right)$ получена с помощью формулы (10). Как видно из этого рисунка, не наблюдаются дискретные уровни Ландау в интервале индукции магнитного поля B = 5–10 Тл в экспериментальном графике. Но осцилляции продольного магнетосопротивления на теоретической кривой проявляются именно в этом интервале индукции магнитного поля. Также, используя формулу (10), можно вычислить осцилляции продольного

магнетосопротивления в Bi_2Se_3 при разных температурах. Как видно из рис. 5, теоретическая кривая и экспериментальные данные хорошо согласуются.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенного исследования можно сделать следующие заключения. Исследованы осцилляции продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках при разных температурах. Получено интегральное выражение для продольной электропроводности в узкозонных полупроводниках с учетом термического уширения уровней Ландау. Получена формула зависимости осцилляций продольной электропроводности от ширины запрещенной зоны узкозонных полупроводников. С помощью предложенной формулы исследованы экспериментальные результаты для Bi_2Se_3 и, используя формулу (10), объяснены экспериментальные осцилляции продольной электропроводности в узкозонном полупроводнике Bi_2Se_3.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.М. Цидилковский. Электроны и дырки в полупроводниках (Москва, Наука, 1972).
2. C.Y. Lin, S.T. Chang, C.W. Liu, J. Appl. Phys. **96**, No.9, 5037 (2004).
3. G.P. Chuiko, D.M. Stepanchikov, Physics and Chemistry of Solid State **9**, No.2, 312 (2008).
4. Л.П. Зверев, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут, Письма в ЖЭТФ **31**, вып. 3, 169 (1980).
5. M. Ben Shalom, A. Ron, A. Palevski, and Y. Dagan, Phys. Rev. Lett. **105**, 206401 (2010).
6. T. Helm, M.V. Kartsovnik, M. Bartkowiak, N. Bittner, M. Lambacher, A. Erb, J. Wosnitza, and R. Gross, Phys. Rev. Lett. **103**, 157002 (2009).
7. Ning Tang, Bo Shen, Kui Han, Fang-Chao Lu, Zhi-Xin Qin, and Guo-Yi Zhang, Phys. Rev. B **79**, 073304 (2009).
8. M. Petrushevsky, E. Lahoud, A. Ron, E. Maniv, I. Diamant, I. Neder, S. Wiedmann, and Y. Dagan, Phys. Rev. B **86**, 045131 (2012).
9. Н.Б. Брандт, В.А. Кульбачинский. Квазичастицы в физике конденсированного состояния (Москва, Физматлит, 2007).
10. R. Pässler, Phys. stat. sol.(b) **216**, 975 (1999).
11. И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов, ФТТ **41**, вып. 6, 994 (1999).
12. G. Gulyamov, U.I. Erkaboev, N.Yu. Sharibaev, Semiconductors **48**, No.10, 1323 (2014).
13. G. Gulyamov, U.I. Erkaboev, N.Yu. Sharibaev, Modern Physics Letters B **30**, No.7, ID 1650077 (2016).
14. G. Gulyamov, U.I. Erkaboev, A.G. Gulyamov, Advances in Condensed Matter Physics **2017**, ID 6747853 (2017).
15. G. Gulyamov, U.I. Erkaboev, P.J. Baymatov, Advances in Condensed Matter Physics **2016**, ID 5434717 (2016).
16. А.Н. Вейс, Л.Н. Лукьянова, В.А. Кутасов, ФТТ **54**, вып.11, 2051 (2012).