

УДК 537.31

Т.А. ДАЎЖЭНКА, В.К. КСЯНЕВИЧ, І.А. БАШМАКОЎ, Ж. ГАЛІБЕР (ФРАНЦЫЯ)

КВАНТАВАЯ ІНТЭРФЕРЭНЦЫЯ, ДЭФАЗІРОЎКА І АНІЗАТРОПНАЕ РАССЕЙАННЕ ЭЛЕКТРОНАЎ У ТОНКІХ ПОЛІКРЫШТАЛІЧНЫХ ПЛЁНКАХ SnO_2

The effects of quantum interference and dephasing of electronic waves are investigated in thin tin-dioxide (SnO_2) films. The mechanism of phase breaking was found to be the electron-electron scattering with small energy transfer, the anisotropy of elastic scattering being taken into account by a renormalization of diffusion coefficient D^* . The experimental magnetoconductance data were found to form two distinct groups for two samples when presented in $\Delta\sigma_{\text{ph}}/2$ vs B/B_{tr} coordinates.

Вызначэнне механізмаў пераносу зараду ў неўпарадкаваных паўправадніковых сістэмах іграе вялікую ролю ў мікраэлектроніцы. Сучасныя тэхналогіі стварэння паўправадніковых прыбораў маюць мэтай памяншэнне лінейных памераў працоўных элементаў і таму непазбежна сутыкаюцца з неабходнасцю ўлічваць наяўнасць эфектаў, абумоўленых нізкапамернасцю матэрыялу і разнастайнымі тыпамі неўпарадкаванасці. Інтэнсіўныя даследаванні механізмаў пераносу зараду ў неўпарадкаваных сістэмах пачаліся яшчэ ў 1980-х гг. [1–3], аднак дагэтуль не існуе поўнага і самаўзгодненага апісання ўласцівасцей неўпарадкаваных электронных сістэм [4, 5]. Складанасці такога апісання і прадказання характарыстык новых перспектывных матэрыялаў звязаны з парушэннем трансляцыйнай сіметрыі, што прыводзіць да з'яўлення дадатковага выраджэння электронных станаў, неабходнасці ўвядзення «квазісярэдніх» значэнняў для велічынь кінетычных каэфіцыентаў [6] і, такім чынам, да праблемы разліку квантавых паправак нават у «набліжэнні аднаго электрона» [7]. Акрамя гэтага, у неўпарадкаваных сістэмах электрон-электроннае ўзаемадзеянне не можа быць улічана проста перанарміроўкай электроннага спектра [3], што патрабуе пабудовы мікраскапічнай тэорыі электрон-электроннага ўзаемадзеяння. На сучасным этапе мадэль слабай лакалізацыі [1, 8] дае магчымасці добра апісваць вынікі эксперыментаў па вымярэнні электраправоднасці і разлічваць мікраскапічныя параметры рассейання для сістэм у металічным стане. Тым не менш механізмы электронных фазавых пераходаў Мотта і Андэрсана, звязаныя адпаведна з міжэлектроннымі карэляцыямі і неўпарадкаванасцю, застаюцца дасканальна нявывучанымі [4]. Усё ўскладняецца тым, што рэальныя электронныя фазавыя пераходы звычайна суправаджаюцца як міжэлектроннымі карэляцыямі, так і эфектамі, звязанымі з неўпарадкаванасцю. Большая частка эксперыментальных прац прысвечана выяўленню спецыфічных характарыстык электронных фазавых пераходаў, у той час як у тэарэтычных даследаваннях робяцца намаганні пазбегнуць нефізічных ідэй і сфармуляваць абагульняючую гіпотэзу. Значны прагрэс дасягнуты на шляху пабудовы самаўзгодненай тэорыі пераходу Андэрсана (напрыклад, [9, 10]), але адчуваецца недахоп даследаванняў, дзе праводзіўся б аналіз эксперыментальных вынікаў у адпаведнасці з новымі тэарэтычнымі ідэямі. У гэтай працы мы праводзім аналіз эксперыментальных вынікаў вымярэнняў электраправоднасці тонкіх полікрышталічных плёнак дыяксіда волава (SnO_2), якія знаходзяцца на металічным баку пераходу.

Тонкія полікрышталічныя плёнкі дыяксіда волава былі атрыманы пры дапамозе кандэнсатыі параклорыду металу (SnCl_2) на перапынках папярэдне сфарміраванай мікрасеткі [11].

Намі былі праведзены вымярэнні электрычнага супраціўлення ў інтэрвале тэмператур $T=2\div 300$ К, а таксама ў інтэрвале магнітных палёў $B=0\div 8$ Тл. На мал. 1 паказаны крывыя тэмпературнай залеж-

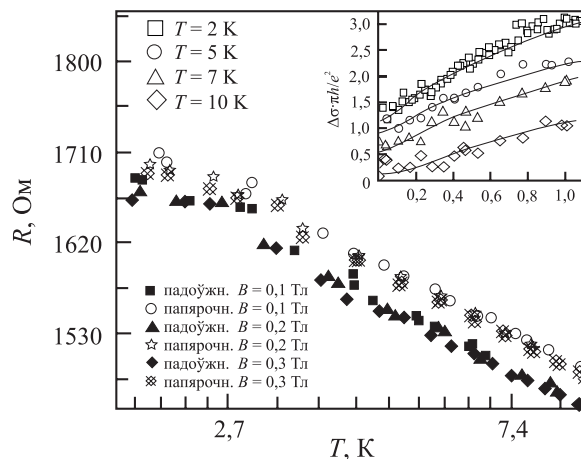
насії супраціўлення ($T=2\div 10$ K), атрыманыя пры розных значэннях і арыентацыях магнітнага поля. Назіраемая лагарыфмічная залежнасць супраціўлення ад тэмпературы можа быць знакам альбо слабай лакалізацыі, альбо ефектаў электрон-электроннага ўзаемадзеяння ў тонкіх плёнках [3]. Паколькі, як вядома, прыкладанне магнітнага поля прыводзіць да дэфазіроўкі хвалеваў функцый электронаў і, такім чынам, да знікнення ефекту слабай лакалізацыі (што праяўлялася б у змене тэмпературнай залежнасці супраціўлення), можна зрабіць выснову, што назіраемыя тэмпературныя залежнасці абумоўлены электрон-электронным узаемадзеяннем.

Аднак уплыў слабай лакалізацыі на магнітасупраціўленне назіраецца пры магнітных палях, значна меншых за тыя, пры якіх становіцца істотным уплыў ефектаў электрон-электроннага ўзаемадзеяння [3]. З прыведзеных на ўстаўцы да мал. 1 палявых залежнасцей магнітаправоднасці бачна, што апошнія могуць быць апісаны ў межах мадэлі слабай лакалізацыі. Суцэльныя крывыя на ўстаўцы да мал. 1 ёсць вынікі апраксімацыі эксперыментальных дадзеных пры дапамозе формулы з [12]:

$$\frac{(\Delta\sigma)}{(e^2/2\pi^2\hbar)} = \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr}}{B}\right) - \ln\left(\frac{\tau}{\tau_\phi}\right), \quad (1)$$

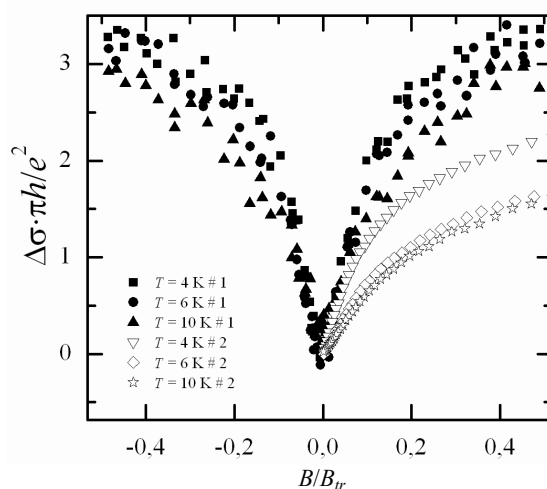
дзе $\Delta\sigma = \sigma(B) - \sigma(0)$, e – зарад электрона, $\hbar$ – пастаянная Планка, ψ – дзігама-функцыя, B – велічыня прыкладаемага магнітнага поля, $B_\phi = \hbar/(4De\tau_\phi)$ – велічыня магнітнага поля, пры якой адбываецца дэфазіроўка хвалеваў функцый электрона, $B_{tr} = \hbar/(4De\tau)$ – характэрная для кожнай канкрэтнай сістэмы велічыня магнітнага поля, τ – прамежак часу паміж паслядоўнымі актамі пругкага рассеяння, τ_ϕ – прамежак часу, за які адбываецца дэфазіроўка хвалеваў функцый электрона. Такім чынам, выкарыстоўваючы формулу (1) з двума падгоначнымі параметрамі, можна знайсці даўжыню фазавай кагерэнтнасці хвалеваў функцый электрона $\ell_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$, τ_ϕ і τ . Аднак перад тым як перайсці да абмеркавання гэтых мікраскапічных параметраў, адзначым, што ў шэрагу прац [13–15] было разгледжана пытанне аб універсальнасці функцыянальнай залежнасці магнітаправоднасці ад належным чынам нарміраванага магнітнага поля.

Так, у [13] было выказана меркаванне, што ў моцных магнітных палях у рэжыме слабай лакалізацыі павінны праяўляцца эфекты, звязаныя з анізатрапіяй пругкага рассеяння, а ў [14] было паказана, што пры адных і тых жа значэннях ℓ_ϕ/ℓ (ℓ – даўжыня свабоднага прабега) велічыні магнітасупраціўлення адрозніваюцца для сістэм, дзе рассеянне з'яўляецца ізатропным або анізатропным. На мал. 2 паказаны крывыя палявой залежнасці магнітаправоднасці, атрыманыя для двух узораў полікрышталічных плёнак SnO_2 пры тэмпературах 4, 6 і 10 K. Як можна бачыць, крывыя ўтвараюць дзве групы адпаведна двум узорам, прычым для кожнай тэмпературы значэнні ℓ_ϕ/ℓ з'яўляюцца меншымі для крыху больш высакамомага ўзору 1 (табліца). Такім чынам, можна зрабіць выснову, што для нашых узораў полікрышталічных плёнак SnO_2 неабходна ўлічваць эфекты, звязаныя з анізатрапіяй рассеяння.



Мал. 1. Тэмпературныя залежнасці электрычнага супраціўлення, атрыманыя пры розных велічынях і арыентацыях магнітнага поля.

На ўстаўцы – палявыя залежнасці электраправоднасці, атрыманыя пры розных тэмпературах ($T = 2, 5, 7, 10$ K). Суцэльныя крывыя – вынікі апраксімацыі эксперыментальных крывых пры дапамозе формулы (1). Усе крывыя на ўстаўцы зрушаны па вертыкальнай восі дзеля лепшай рэпрэзентацыі



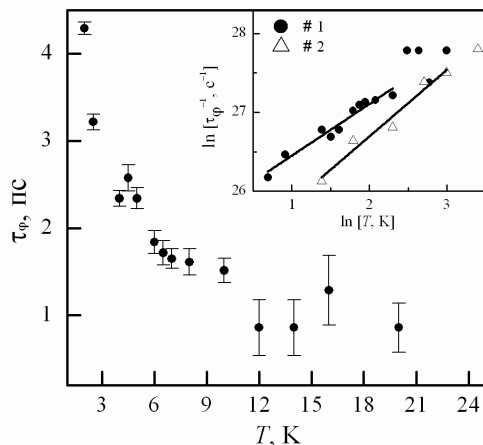
Мал. 2. Крывыя палявой залежнасці магнітаправоднасці, атрыманыя для двух узораў полікрышталічных плёнак SnO_2 пры тэмпературах $T = 4, 6$ і 10 K.

Магнітнае поле нарміравана на велічыню B_{tr} асобна для кожнага з узораў

Параўняне значэнняў параметра ℓ_ϕ/ℓ пры розных тэмпературах для двух узораў полікрышталічных плёнак SnO_2

T, K	ℓ_ϕ/ℓ	
	Узор 1	Узор 2
4	17	21
6	15	16
10	13,7	15

Як вядома, у межах дыфузійнага набліжэння, дзе тэорыя слабай лакалізацыі ўжываецца па ўсеагульным прызнанні, эфекты анізатрапіі рассеяння могуць быць улічаны перанармроўкай каэфіцыента дыфузіі [16]: $D \rightarrow D^*$. Адапаведна робіцца пераход $\tau \rightarrow \tau^*$, дзе $\tau^* > \tau$ – прамежак часу, за які электронная хваля губляе інфармацыю аб папярэднім напрамку свайго распаўсюджвання [17].



Мал. 3. Тэмпературная залежнасць $\tau_\phi(T)$, атрыманая пры дапамозе формулы (1) для ўзору 1. На ўстаўцы – тыя ж дадзеныя ў каардынатах $\ln[\tau_\phi^{-1}]$ vs $\ln[T]$ і іх апраксімацыя лінейнай функцыяй

Такім чынам, выкарыстоўваючы формулу (1), знаходзім значэнні параметраў B_ϕ , B_{tr} , $B_\phi/B_{tr} = \tau^*/\tau_\phi$ і адпаведна τ_ϕ і τ . Тэмпературная залежнасць $\tau_\phi(T)$ для ўзору 1 паказана на мал. 3. На ўстаўцы да мал. 3 тыя ж дадзеныя для абодвух узораў прыведзены ў каардынатах $\ln[\tau_\phi^{-1}]$ vs $\ln[T]$. Іх апраксімацыя лінейнай функцыяй дае $\tau_\phi \sim T^{-2/3}$. Такая тэмпературная залежнасць $\tau_\phi(T)$ сведчыць аб тым, што механізмам дэфазіроўкі хвалеваў функцый электрона ў дадзеным інтэрвале тэмператур з'яўляецца электрон-электроннае рассеянне з малой перадачай энергіі [3]. Неабходна адзначыць, што чатыры кропкі на ўстаўцы да мал. 3, якія адпавядаюць высокім тэмпературам, не прымаліся ў разлік пры правядзенні апраксімацыі. Гэта абумоўлена тым, што пры такіх

тэмпературах $\ell_\phi/\ell \approx 10$, а гэта ўжо ставіць пад пытанне адэкватнасць ужывання дыфузійнага набліжэння. На ўстаўцы да мал. 3 паказана параўнанне тэмпературных залежнасцей $\tau_\phi(T)$, атрыманых для ўзораў 1 і 2. Як можна бачыць, значэнні τ_ϕ для іх вельмі блізкія.

У гэтай працы мы правялі невялікі агляд літаратуры, прысвечанай праблеме неўпарадкаваных сістэм з наяўнасцю электрон-электронных карэляцый, і на прыкладзе полікрышталічных плёнак SnO_2 разгледзелі праблему ўліку анізатрапіі пругкага рассеяння электронаў у дыфузійным набліжэнні. Устаноўлена, што механізмам дэфазіроўкі хвалеваў функцый электрона ў полікрышталічных плёнаках SnO_2 у інтэрвале тэмператур $T = 2 \div 10$ К з'яўляецца электрон-электроннае рассеянне з малой перадачай энергіі [3]. Упершыню паказана, што эксперыментальныя крывыя палявой залежнасці магнітаправоднасці, прадстаўленыя ў каардынатах $\Delta\sigma_{\text{the}}^2$ vs B/B_{tr} (гл. мал. 2) распадаюцца на дзве групы адпаведна розным узорам. Такім чынам, аднаго параметра ℓ_ϕ/ℓ [14] недастаткова для апісання эксперыментальных вынікаў, атрыманых для розных узораў.

1. Bergmann G. // Phys. Rep. 1984. Vol. 107. P. 1.
2. Lee P. A., Ramakrishnan T. V. // Rev. Mod. Phys. 1985. Vol. 57. P. 287.
3. Altshuler B. L., Aronov A. G. // Electron-electron interactions in disordered systems / Ed. by A.I. Efros, M. Pollak. Amsterdam, 1985.
4. Belitz D., Kirkpatrick T. R. // Rev. Mod. Phys. 1994. Vol. 66. P. 261.
5. Evers F., Mirlin A. D. // Ibid. 2008. Vol. 80. P. 1355.
6. Боголюбов Н. Н. (мл.), Садовников Б. И. Некоторые вопросы статистической механики: Учеб. пособие для ун-тов. М., 1975.
7. Rammer J. // Rev. Mod. Phys. 1991. Vol. 63. P. 781.
8. Lin J. J., Bird J. P. // J. Phys D: Cond. Matter. 2002. Vol. 14. P. R501.
9. Суслов И. М. // ЖЭТФ. 1995. Vol. 108. P. 1686.
10. Kleinert P., Bryksin V. V. // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 55. P. 1469.
11. Башмаков И. А., Довженко Т. А., Ксеневиц В. К. // Сборник докладов Международной научной конференции «Актуальные проблемы физики твердого тела», Минск, 2009 / Под ред. Н. М. Олехновича и др.: в 2 т. Мн., 2009. Т. 2. С. 43.
12. Hikami S., Larkin A. I., Nagaoka Y. // Progr. Theor. Phys. 1980. Vol. 63 (2). P. 707.
13. Zduniak A., Dyakonov M. I., Knap W. // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 56. P. 1996.
14. Germanenko A. V., Minkov G. M., Sherstobitov A. A., Rut O. E. // Ibid. 2006. Vol. 73. P. 233301.
15. Dauzhenka T. A., Ksenevich V. K., Bashmakov I. A., Galibert J. // J. of Low Temperature Physics. 2010. Vol. 159 (1-2). P. 212.

16. Wölflé P., Bhatt R.N. // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 30. P. 3542.

17. Akkermans E., Montambaux G. Physique mésoscopique des électrons et des photons. Paris, 2004.

Паступиў у рэдакцыю 08.02.10.

Тарас Аляксандравіч Даўжэнка – аспірант кафедры фізікі паўправаднікоў і нанаэлектронікі. Навуковы кіраўнік – В.К. Ксяневіч.

Віталь Казіміравіч Ксяневіч – кандыдат фізіка-матэматычных навук, загадчык НДЛ фізікі электронных матэрыялаў кафедры фізікі паўправаднікоў і нанаэлектронікі.

Ігар Аркадзевіч Башмакоў – кандыдат хімічных навук, вядучы навуковы супрацоўнік НДЛ фізічнай хіміі і мадыфікацыі целюлозы НДІФХП БДУ.

Жан Галібер – доктар навук, вядучы навуковы супрацоўнік Нацыянальнай лабараторыі моцных магнітных палёў, г. Тулуза (Францыя).