СОПРОТИВЛЕНИЕ И ВАХ ЧИСТОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО КОНТАКТА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Глазман Л. И., Юрченко В. Б.

Исследовано влияние магнитного поля **H** на протекание тока сквозь тонкий полупроводниковый контактный слой малой толщины d. Предполагается, что длина свободного пробега электронов в слое $l \gg d$, поле **H** ориентировано в плоскости слоя, а перераспределение заряда при протекании тока не влияет на электрическое поле в контакте. В случае симметричного контакта (с берегами из одинакового материала) магнитное поле изменяет ВАХ в области напряжений $U \lesssim (4T/e)(H/H_0)^2$, $H_0=4\, ckT/ev_T d$ (v_T — тепловая скорость электронов). В баллистическом режиме ($l \to \infty$) магнитосопротивление такого контакта $\Delta R_H \sim H/H_0$ в слабых ($H \lesssim H_0$) полях; в сильном поле ($H \gtrsim H_0$) сопротивление $R(H)/R(0) \sim \exp[(H/H_0)^2]$. Рассеяние сглаживает зависимость $R(H)$ в области очень слабых $[H \lesssim (d/l)^2 H_0]$ и достаточно сильных $[H \gtrsim H_0 \ln^{1/2}(l/d)]$ полей, приводя к квадратичному ходу $R(H)$. В основной же области изменения поля H специфика баллистического режима сохраняется. Влияние магнитного поля на ВАХ исследовано также для несимметричного контакта.

1. *Введение.* Влияние магнитного поля **H** на перенос заряда в неоднородной проводящей среде может приводить к зависимостям проводимости от H, существенно отличающимся от обычной [1] для однородной среды. Возможны различные соотношения между масштабом неоднородностей и характерной длиной свободного пробега носителей. Влияние неоднородностей концентрации носителей и их длины пробега может быть описано в рамках макроскопических уравнений [2] для электрического поля и тока, если масштаб неоднородностей заведомо превышает длину свободного пробега. Такой случай подробно исследован как для регулярных слоистых [3], так и для случайных [2] сред. Было показано, в частности, что средняя проводимость в сильном поперечном поле может аномально зависеть от величины H [2], но в слабых полях реализуется [2, 3] обычная зависимость $\Delta\sigma(H) \sim H^2$. Иная ситуация возникает, если среда содержит «чистые» участки, размер которых меньше длины свободного пробега. Протекание тока в такой неоднородной среде не может быть описано едиными макроскопическими уравнениями, справедливыми в каждой точке среды.

В настоящей работе мы рассмотрим протекание тока в простейшей структуре такого типа, состоящей из трех полупроводниковых слоев: двух сильно легированных «берегов» с малой длиной свободного пробега носителей и тонкого промежуточного слоя чистого материала,[1] через который осуществляется баллистический перенос заряда. Толщина этого слоя d мала по сравнению с длиной l свободного пробега носителей в нем. Магнитное поле **H** ориентировано в плоскости слоя, а разность потенциалов U приложена к берегам. Рассматривается область магнитных полей, в которой движение электронов можно считать классическим. Чистый слой создает барьер для носителей, который преодолевается активационно. Этот барьер мы полагаем прямоугольным. В реальных гетероструктурах в чистом слое возникает «прогиб» дна зоны проводимости[2] (см. [4]), однако это не сказывается на условиях преодоления барьера в магнитном поле.

[1] Для краткости мы будем называть эту структуру контактом.

[2] Для определенности мы будем говорить о системе n-типа, но все ответы от знака носителей не зависят.

2. *Баллистическое движение носителей в чистом слое.* Магнитное поле оказывает сильное влияние на сопротивление и ВАХ контакта, вынуждая часть электронов возвращаться в исходный берег, не пересекая контакта (рис. 1). Ток через барьер равен разности эмиссионных токов носителей из берегов *1* и *2*. В соответствии с диодной теорией Бете [1]

$$j = j_+ - j_-, \tag{1}$$

$$j_\pm = e \int\limits_{\Omega_\pm} d^3 v v_y f_0(v), \quad f_0(v) = \pi^{-3/2} v_T^{-3} n_\text{к} \exp(-v^2/v_T^2). \tag{2}$$

Здесь j — ток через контакт,[3] $e \equiv |e|$, $f_0(v)$ — функция распределения электронов, влетающих в слой из берега, v_y — нормальная к слою компонента скорости электронов, $n_\text{к}$ — концентрация электронов, способных преодолеть барьер в отсутствие магнитного поля, тепловая скорость $v_\text{т} = \sqrt{2T/m_e}$, T — температура. Области интегрирования $\Omega_\pm$ в пространстве скоростей соответствуют

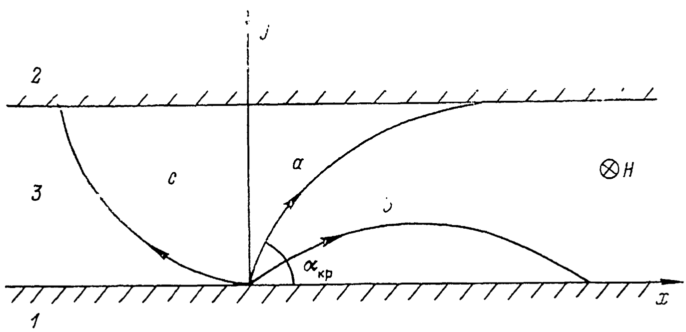

Рис. 1. Траектории электронов в слое.

1, *2* — берега контакта, *3* — барьерный слой. Траектории *a* отвечает критический угол $\alpha_\text{кр}$.

условию достижения носителями противоположного берега. Эти области помимо обычной зависимости [1] от приложенной разности потенциалов U зависят и от величины магнитного поля, так как последнее искривляет траектории носителей. Часть электронов возвращается в исходный берег, не пересекая слоя (рис. 1). Используя известную [5] параметризацию траекторий в скрещенных полях, можно выполнить интегрирование в (2). В результате получим $j_\pm = j(\pm U, H)$,

$$j(U, H) = \frac{1}{2} j_0 \left\{ \exp\left(\frac{eU}{T}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{H}{H_0} + \frac{eU}{4T}\frac{H_0}{H}\right) + \operatorname{erfc}\left(\frac{H}{H_0} - \frac{eU}{4T}\frac{H_0}{H}\right)\right\}. \tag{3}$$

В (3) введены величины эмиссионных токов из берегов $j_0 = ev_\text{т} n_\text{к}/2\sqrt{\pi}$ и характерное значение магнитного поля $H_0 = c\sqrt{8m_e T}/ed$, при котором для электрона со скоростью $v_\text{т}$ ларморовский радиус $r_c = d/2$, $\operatorname{erfc}(x)$ — дополнительная функция ошибок [6], $\operatorname{erfc}(\infty) = 0$, $\operatorname{erfc}(-\infty) = 2$. Из формулы (3) видно, что магнитное поле влияет на ВАХ контакта в области напряжений [4] $U \leqslant U_H$,

$$U_H = \frac{4T}{e}\left(\frac{H}{H_0}\right)^2 = \frac{ed^2H^2}{2c^2 m_e} \tag{4}$$

и не оказывает существенного влияния при $U \gg U_H$, так как поле H слабо влияет на траектории электронов, сильно ускоренных электрическим полем. В пределе малых напряжений, $U \ll \min(U_H, T/e)$, ток через контакт $j \sim U$. Соответствующее разложение выражения (3) позволяет определить зависимость сопротивления контакта R от магнитного поля:

$$R(H) = R(0) \operatorname{erfc}(H/H_0). \tag{5}$$

---

[3] Площадь контакта полагается единичной.

[4] Для симметричного контакта $j(-U) = -j(U)$, поэтому мы будем рассматривать только область $U > 0$.

В слабых магнитных полях ($H \ll H_0$) из (5) следует

$$\frac{\Delta R_H}{R(0)} = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{H}{H_0}. \tag{6}$$

Линейное[5] магнитосопротивление (6) обусловлено тем, что «скользящие» электроны, влетающие в слой под малыми углами $\alpha < \alpha_{кр} \sim \sqrt{H}$, не пересекают слоя (рис. 1). Нормальная к границе слоя компонента скорости таких электронов пропорциональна α, а их число $\sim \alpha_{кр}$. Поэтому $\Delta R_H \sim \alpha^2_{кр} \sim H$. В сильном магнитном поле магнитосопротивление растет экспоненциально:

$$\frac{R(H)}{R(0)} = \sqrt{\pi} \frac{H_0}{H} \exp\left\{\left(\frac{H}{H_0}\right)^2\right\}, \quad H \gg H_0. \tag{7}$$

Это обусловлено экспоненциально малым числом электронов со скоростями $v \geqslant v_H \equiv v_т (H/H_0)$, необходимыми для преодоления слоя.

Формула (3) позволяет выяснить характер влияния магнитного поля на ВАХ при любых напряжениях. Наиболее сильное отличие от случая $H=0$ возникает в магнитных полях $H \gg H_0$. При напряжениях $U \sim (T/e)$ происходит переход от начальной линейной зависимости ВАХ к экспоненциальной. В области напряжений

$$(T/e) \ll U \ll U_H \tag{8}$$

ВАХ имеет вид

$$j = \gamma j_0 \exp(eU/2T), \tag{9}$$

$j \ll j_0$, коэффициент γ может быть выражен через сопротивление (7) на линейном участке: $\gamma = R(0)/R(H)$. В отсутствие магнитного поля в области напряжений $U \gtrsim (T/e)$ ток $j \simeq j_0$. Зависимость $j(U)$ вида (9) обусловлена тем, что сильное электрическое поле заметно ускоряет электроны, и поэтому число достигающих противоположного берега носителей растет с увеличением U. Выход тока на насыщение в сильном магнитном поле происходит при напряжениях $U \sim U_H$.

Выражения (1), (3) позволяют исследовать влияние магнитного поля и на токи в несимметричном контакте. Если берега неодинаковы, то в барьерном слое возникает встроенное электрическое поле, определяемое разностью работ выхода электронов из берегов $eU_к$. На электроны в слое действует суммарное электрическое поле $E=(U-U_к)/d$, где $U > 0$ отвечает прямому смещению. Ток через такой контакт определяется формулой

$$j = \exp(eU_к/T)\, j(U - U_к, H) - j(U_к - U, H). \tag{10}$$

Для $j(U, H)$ по-прежнему справедливо выражение (3), в котором j_0 — ток насыщения в запорном направлении. Из (10) видно, что для несимметричного контакта магнитное поле существенно влияет на ВАХ при условии

$$|U - U_к| \lesssim U_H. \tag{11}$$

Отличия от симметричного контакта наиболее ярко проявляются, если $U_к \gg (T/e)$. Тогда возникает область магнитных полей, ограниченная неравенствами

$$1 \ll (H/H_0) \ll \sqrt{eU_к/T}, \tag{12}$$

в которой магнитное поле сильно изменяет ВАХ в области больших напряжений (11), оставив неизменным ее начальный участок (рис. 2). Изменения ВАХ в области напряжений (11) сходны с изменениями для симметричного контакта, поскольку при условиях (11) внешнее напряжение в значительной мере компенсирует встроенное поле. Поэтому, если выполнены неравенства (11), (12), ВАХ описывается формулой (9), в которой j_0 — ток насыщения.

---

[5] Формулы для магнитосопротивления легко могут быть получены и при вырожденном распределении электронов в чистом слое с помощью замены тепловой скорости на фермиевскую. Такая ситуация помимо полупроводниковых структур может быть реализована в системе из двух металлических слоев, разделенных чистым слоем полуметалла.

На начальном участке ВАХ, пока встроенное электрическое поле не скомпенсируется внешним, поле H не влияет на ток, $j=j_0\,[\exp(eU/T)-1]$. Полная классификация всех характерных областей магнитного поля и напряжения на несимметричном контакте приведена на рис. 2.

3. *Влияние рассеяния носителей на магнитосопротивление.* Здесь мы выясним, насколько устойчивы полученные выше результаты по отношению к слабому рассеянию электронов в слое. При $(l/d)\gg 1$ рассеяние изменяет зависимости $R(H)$ по сравнению с формулами (5)—(7) лишь в очень слабых $[H\leqslant 4H_0(d/l)^2]$ и достаточно сильных $[H\geqslant H_0\ln^{1/2}(l/d)]$ полях.

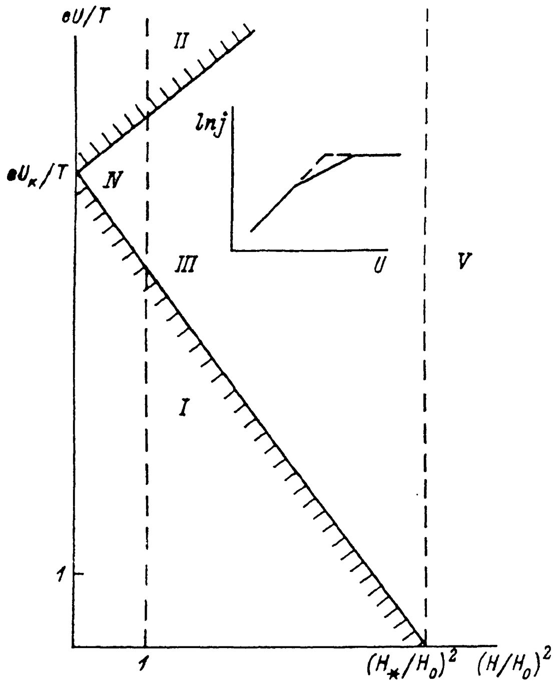

Рис. 2. Характерные области магнитных полей и напряжений на несимметричном контакте.

В областях I, II поле H на ВАХ не влияет [в области II $j=j_0\exp(eU_{\text{К}}/T)$]; область III отвечает неравенствам (11), (12); в области IV «зарождается» участок ВАХ, чувствительный к величине H; в области V магнитное поле влияет на ВАХ при обеих полярностях напряжения U; $(H_*/H_0)^2=eU_{\text{К}}/4T$. На вставке — схематический вид ВАХ в области магнитных полей, ограниченных неравенством (12).

Изменение в области слабых полей связано с влиянием рассеяния на движение «скользящих» электронов (траектории типа a, b на рис. 1). Рассеяние носителей на примесях оказывается существенным, если характерная длина этих траекторий $\sqrt{dr_c}\geqslant l$. Для вычисления ΔR_H в этом случае воспользуемся простейшей моделью изотропного упругого рассеяния. Неравновесная добавка к функции распределения носителей $f_1(\mathbf{r},\mathbf{p})$ определяется кинетическим уравнением с уходным временем релаксации τ

$$\frac{df_1}{dt}=\frac{1}{\tau}(\bar f_1-f_1) \tag{13}$$

и граничными условиями к нему

$$f_1(\mathbf{v})\,|_{y=0,\,v_y>0}=-f_1(\mathbf{v})\,|_{y=d,\,v_y<0}=\frac{eU}{2T}f_0(v), \tag{14}$$

$\bar f_1(\mathbf{r},\mathbf{v})$ — усредненная по углам добавка к функции распределения, d/dt — полная производная по времени. В случае $d\ll l$, r_c величина $\bar f_1\sim\frac{d}{l}\frac{eU}{T}f_0(v)$ намного меньше величин (14), и мы будем ею пренебрегать. Вычисляя плотность тока через тонкий слой

$$j=e\int d^3\mathbf{v}\,v_yf_1(\mathbf{v})\,|_{y=0} \tag{15}$$

в линейном по U приближении, можно пренебречь также влиянием электрического поля U/d на траектории электронов и опустить соответствующие слагаемые в (13). После этих упрощений с помощью (13)—(15) получим

$$j(H)=\frac{e^2U}{T}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dv_z\int\limits_0^{\infty}v_\perp^2dv_\perp f_0(v)\left\{2+\int\limits_{\alpha_{\text{кр}}(v_\perp)}^{\pi}d\alpha\sin\alpha e^{-\frac{t(\alpha,\,v_\perp)}{\tau}}-\right.$$

$$\left.-\int\limits_0^{\alpha_{\text{кр}}(v_\perp)}d\alpha\sin\alpha e^{-\frac{t(\alpha)}{\tau}}\right\}, \tag{16}$$

$t(\alpha)$ и $t(\alpha, v_\perp)$ — времена движения электрона по траекториям типа b и c (рис. 1). В слабых полях зависимость тока от H в (16) определяется преимущественно областью малых углов $\alpha \ll \alpha_{кр}$

$$\frac{\Delta R_H}{R(0)} \simeq \frac{1}{4}\left(\frac{l}{d}\right)^2\left(\frac{H}{H_0}\right)^2, \quad H \ll 4\left(\frac{d}{l}\right)^2 H_0, \tag{17}$$

$l=v_т\tau$ (рис. 3). С ростом поля H критическая траектория (a на рис. 1) укорачивается, и в достаточно широком интервале полей $4(d/l)^2H_0 \ll H \lesssim H_0$ формула (16) приводит к прежним «баллистическим» результатам [6] (5), (6) [поправка к (5) за счет рассеяния оказывается малой: $\delta R_H/R(0) \sim (d/l)(H/H_0)^{1/2}$].

В сильных полях H рассеяние слабо влияет на ток до тех пор, пока $r_c \gg (d/2)$, если же $r_c \ll (d/2)$, то в баллистическом переносе участвует экспоненциально малое число электронов со скоростями $v \gg v_H$. Вместе с тем диффундировать через слой за счет рассеяния способна основная часть попадающих в слой носителей. Диффузионный вклад в ток оказывается превалирующим лишь в достаточно больших полях $H \gg H_0 \ln^{1/2}(l/d)$, приводя к обычной формуле для магнитосопротивления [1]; вместо (7) имеем [7]

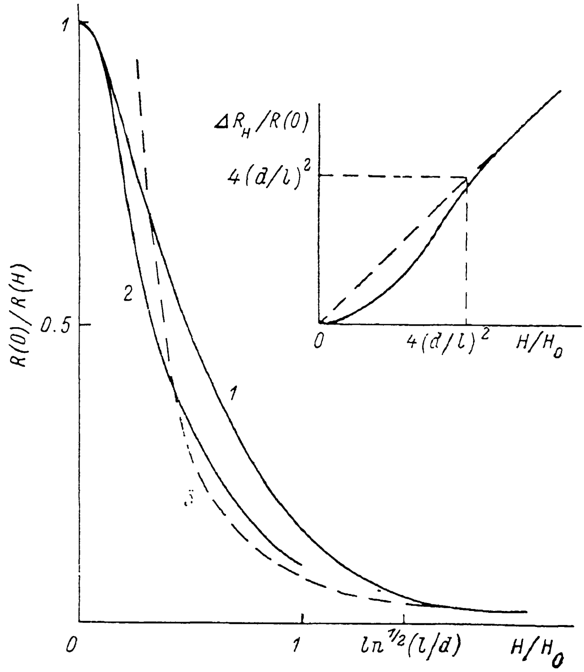

Рис. 3. Зависимость сопротивления барьерного слоя от магнитного поля с учетом эффектов рассеяния.

1 — сопротивление слоя [см. (5)—(7), (17), (18)], 2 — лоренцева кривая, совпадающая с зависимостью $R^{-1}(H)$ в области слабых полей [см. (17)], 3 — экстраполяция $R^{-1}(H)$ по формуле Друде из области сильного поля [см. (18)]. На вставке — магнитосопротивление в области слабых полей.

$$\frac{R(H)}{R(0)} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\,\frac{l}{d}\left(\frac{H}{H_0}\right)^2, \quad H \gg H_0 \ln^{1/2}\left(\frac{l}{d}\right). \tag{18}$$

Схематический вид зависимости $R(H)$ приведен на рис. 3.

На форме вольтамперной характеристики рассеяние носителей в контакте сказывается только в случае больших магнитных полей (18). При этом линейность ВАХ сохраняется в области напряжений $U > (T/e)$. Экспоненциальный рост тока (9) происходит при напряжении $U \lesssim U_H$ в интервале $\Delta U \sim (T/e)\ln(l/d)$. Затягивание линейного участка ВАХ связано с диффузионным движением носителей.

Заключение. Магнитосопротивление чистого ($l \gg d$) контакта в широкой области полей H определяется искривлением баллистических траекторий носителей в слое. Существует характерная величина магнитного поля H_0, при которой электрон с тепловой скоростью движется по траектории с циклотронным радиусом $r_c = d/2$. В полях $H < H_0$ магнитосопротивление $\Delta R_H \sim H$ [формула (6)], а в полях $H > H_0$ должен наблюдаться экспоненциальный рост R с магнитным полем [формула (7)]. Учет рассеяния в слое изменяет эти резуль-

[6] Прогиб дна зоны проводимости [4] в гетероструктуре приводит к уменьшению длины скользящих траекторий. Поэтому область применимости баллистических результатов за счет прогиба δU расширяется. При условии $(d/l)\ (T/\delta U)^{1/2} \ll 1$ рассеяние оказывается несущественным в сколь угодно слабых полях H.

[7] Холловское поле в геометрии рассматриваемой задачи практически отсутствует за счет большой концентрации носителей в берегах.

таты лишь в области очень слабых $[H \leqslant 4H_0\ (d/l)^2]$ и сильных $[H \geqslant H_0 \ln^{1/2} (l/d)]$ полей [см. формулы (17), (18) и рис. 3].

При наложении сильного магнитного поля возникает специфическая нелинейность ВАХ (9) в случае как симметричного, так и несимметричного контактов. Она обусловлена конкуренцией между закручиванием траекторий электронов магнитным полем и их распрямлением в электрическом поле. Начальный линейный участок ВАХ в сильном магнитном поле затягивается за счет диффузионного движения электронов, обусловленного рассеянием на примесях.

Результаты для чистого контакта, полученные выше, могут быть применимы для полупроводниковых гетероструктур,[8] структур металл—полупроводник (типа описанных в [7]) и структур типа $n^+—n—n^+$ на основе одного материала [8], если для чистой области дебаевский радиус $r_D \ll d$. Заметим, что в последнем случае можно пользоваться лишь формулами для магнитосопротивления, поскольку нелинейности ВАХ контролируются другим механизмом — инжекцией из обогащенных областей. Основные выводы работы применимы и для классических сверхрешеток из чередующихся легированных и чистых слоев. Такая структура $n^+—n—n^+—n—\ldots$ на основе GaAs исследована в [8]; для нее $(d/r_D) \simeq 6$, $(l/d) \simeq 5$. Экспериментальные зависимости $j\ (H)/j\ (0)$ качественно согласуются с кривой, приведенной на рис. 3, и существенно отличаются от расчетных кривых [8, 9], полученных без учета тепловой энергии носителей. Детальное сопоставление с экспериментом [8] затруднительно, так как в этой работе использованы напряжения $U \geqslant (T/e)$.

Авторы благодарны И. Б. Левинсону, Ю. Г. Гуревичу и М. В. Энтину за стимулирующие обсуждения и ценные замечания.

Литература

[1] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.
[2] Дрейзин Ю. А., Дыхне А. М. Аномальная проводимость неоднородных сред в сильном магнитном поле. — ЖЭТФ, 1972, т. 63, в. 1, с. 242—260.
[3] Rose D. I. — Phys. Fluids, 1962, v. 5, N 1, p. 9—12.
[4] Erkoc S., Ciraci S. — Phys. Rev. B, 1986, v. 34, N 6, p. 4360—4363.
[5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1973. 504 с.
[6] Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. М., 1981. 800 с.
[7] Альперович В. Л., Мищенко С. П., Терехов А. С. Механизмы влияния магнитного поля на баллистические фототоки. — ФТТ, 1983, т. 25, в. 9, с. 2780—2782.
[8] Eastman L. F., Stall R., Woodard D., Wood C. E. C., Dandekar N., Shur M. — In: Gallium Arsenide and Related Compounds. Papers 8 Int. Symp. Bristol—London, 1981, p. 185—192.
[9] Rees G. J., Socha J. B. — Sol. St. Electron., 1981, v. 24, N 7, p. 695—698.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых материалов
АН СССР
Черноголовка

Получена 15.05.1987
Принята к печати 21.08.1987

[8] Условия активационного баллистического преодоления барьера выполняются, например, при $d \sim 0.2 \div 0.4$ мкм, высоте барьера $\Delta E_c \lesssim 0.5$ эВ, концентрации ионизованных примесей $n_d \sim 10^{15}$ см$^{-3}$ $[(l/d) \simeq 5]$, $T \sim 100$ К.