этому образование комплексов PV_2 должно сопровождаться освобождением дырки, если E_F расположен выше акцепторного уровня комплекса PV_2 и последний при этом заряжен отрицательно, т. е. $(PV)^0+V^0 \rightleftarrows (PV_2)^-+p^+$. Если же E_F расположен ниже уровня комплекса PV_2, то он нейтрален и его образование происходит без изменения концентрации носителей заряда согласно реакции $(PV)^0+V^0 \rightleftarrows (PV_2)^0$. Наблюдаемое на опыте увеличение концентрации дырок при γ-облучении кристаллов, когда E_F изменяется в интервале от $E_v+0.39$ до $E_v+0.34$ эВ, свидетельствует в пользу того, что здесь действительно вводятся отрицательно заряженные комплексы (акцепторы) и освобождаются дырки. Из анализа ТЗКХ по дифференциальной методике [12] установлено, что этим РД, концентрация которых не превышает содержания фосфора в исследуемых кристаллах, в запрещенной зоне соответствует уровень $E_v+0.35$ эВ. Отжиг комплексов фосфор—дивакансия происходит при $T=400-500$ °C, что совпадает с интервалом температурной устойчивости подобных комплексов, формирующихся при термообработке *n*-Si, облученного сравнительно невысокими потоками γ-квантов ^{60}Co [10].

Литература

[1] Емцев В. В., Машовец Т. В., Абдусаттаров А. Т. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 2106—2109.
[2] Двуреченский А. В., Кашников Б. П., Смирнов Л. С. — ФТП, 1980, т. 14, в. 5, с. 995—997.
[3] Chen C. S., Corelli J. S., Watkins G. D. — Phys. Rev. B, 1972, v. 5, N 2, p. 510—526.
[4] Hirata M., Hirata M., Saito H. — J. Phys. Soc. Japan, 1969, v. 27, N 2, p. 405—415.
[5] Лугаков П. Ф., Лукьяница В. В., Шуша В. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 10, с. 1894—1897.
[6] Лугаков П. Ф., Лукашевич Т. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 4, с. 746—748.
[7] Конозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. И. Радиационные эффекты в кремнии. Киев, 1974. 199 с.
[8] Lugakov P. F., Lukyanitsa V. V. — Phys. St. Sol. (a), 1984, v. 83, N 2, p. 521—528.
[9] Flicker H., Patterson W. R. — Appl. Phys., 1966, v. 37, N 13, p. 4998—4999.
[10] Казакевич Л. А., Лугаков П. Ф., Лукьяница В. В., Филиппов И. М. — Ст. деп. в ВИНИТИ АН СССР. М., 1987. № 6859-В87.
[11] Watkins G. D., Troxell J. R. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, N 9, p. 593—595.
[12] Hoffman H. J. — Appl. Phys., 1979, v. 19, N 13, p. 307—312.

Научно-исследовательский институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ им. В. И. Ленина
Минск

Получено 26.01.1988
Принято к печати 16.05.1988

ФТП, том 22, вып. 11, 1988

О ПРОВОДИМОСТИ МАКРОСКОПИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК ВБЛИЗИ ПОРОГА ПРОТЕКАНИЯ В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

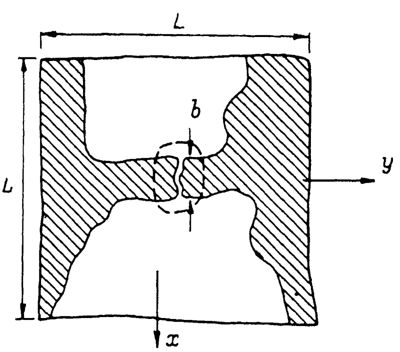
Снарский А. А.

В последнее время появились методы, позволяющие во многих случаях изучить интегральные характеристики сильно неоднородных сред, в частности найти полевые и концентрационные зависимости тензора эффективной проводимости $\hat{\sigma}^e$ — точные решения на пороге протекания в двумерном случае [1-3] и поведение вблизи порога протекания [3-6]. Тензор $\hat{\sigma}^e$ двумерных систем $[\hat{\sigma}(r)=\hat{\sigma}(x, y)]$ в магнитном поле, нормальном к плоскости XOY, рассмотрен в [2, 3, 6].

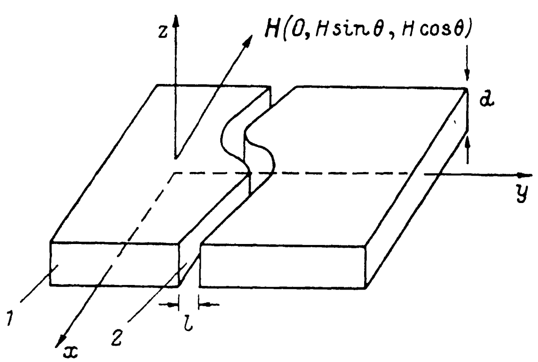
Если магнитное поле направлено вдоль оси OZ (нормально), то толщина среды d при определении $\hat{\sigma}^e$ несущественна: продольные (по отношению к плоскости пленки) компоненты плотности тока $j_\parallel$ (j_x, j_y) и поля $E_\parallel$ (E_x, E_y) не «взаимодействуют» с поперечными j_z, E_z. Если же внешнее магнитное поле имеет не только z-, но, например, и y-компоненту, ситуация коренным образом меняется, и становится необходимым различать два случая: 1) двумерно-неоднородной среды $\hat{\sigma}=\hat{\sigma}(x, y)$, $d \to \infty$ [3], 2) двумерно-неоднородной пленки $\hat{\sigma}=\hat{\sigma}(x, y)$, d конечно. Необходимость такого различия ясна уже из рассмотрения однородной среды: в случае пленки условие на границах $j_z(z=0)=j_z(z=d)=0$ приведет к появлению холловского поля, которое (в наклонном магнитном поле $\sigma_{zy} \neq 0$, $\sigma_{xz} \neq 0$) скажется на величине $j_{\parallel}$. В случае неоднородной пленки E_z, а следовательно, и $E_{\parallel}$, $j_{\parallel}$ сложным образом зависят от координат [7, 8].

В случайно-неоднородных средах произвольной концентрации фаз встречается весь спектр размеров между хорошо проводящими включениями; поле E_z, а с ним и $j_{\parallel}$ сложным образом зависят от z, и задача становится локально трехмерной, оставаясь при этом в усредненном описании двумерной. Решение такой задачи, занимающей промежуточное положение между двух- и трехмерными задачами, в общем случае затруднительно. Далее будет рассмотрен один из наиболее простых частных случаев при сильной неоднородности — поведение при $p < p_c$, где p — концентрация хорошо проводящей фазы, а p_c — порог протекания.

а



б



Простейшая модель прослойки.

а — характерный объем сильно неоднородной среды, L — корреляционная длина ($L \sim |\tau|^{-\nu}$, ν — критический индекс), $\tau=p-p_c$, p — концентрация хорошо проводящей (металл) фазы — металлических кластеров (МК); МК заштрихованы, p_c — порог протекания. При $p < p_c$ в отсутствие магнитного поля эффективная проводимость $\sigma^e \approx \sigma |\tau|^{-q}$, σ — локальная проводимость плохо проводящей (полупроводник) фазы, q — критический индекс проводимости. Штрихами очерчено место нахождения прослойки. Выбранное на рисунке расположение фрагментов МК, через которые протекает диссипативный ток, соответствует направлению среднего электрического поля вдоль $0Y$. Если среднее поле направлено вдоль $0X$, то диссипативная часть тока «выберет» в среде участки, в которых фрагменты МК вблизи прослойки вытянуты вдоль $0X$. *б* — часть МК вблизи прослойки.

Распределение локальных напряженности электрического поля и плотности тока в сильно неоднородных средах вблизи порога протекания становится существенно неоднородным [9-11]. При $p < p_c$ протекание тока осуществляется по фрагментам металлического кластера (МК), сопротивлением которого будем пренебрегать, и тонким прослойкам (плохо проводящей среды, например полупроводника) между соседними кластерами. В [12] предложена простейшая модель прослойки, которая дает правильное концентрационное поведение термогальваномагнитных эффективных коэффициентов [13]. В двумерном случае в перпендикулярном поверхности магнитном поле выводы [13] совпадают с результатами работы [14], в которой используется строгий метод изоморфизма [3].

Из рисунка видно, что есть два простых для вычисления случая. Первый из них — $d \gg l$. В этой ситуации поле E_z в прослойке существенно только вблизи $z=0$, $z=d$ и не вносит существенного клада в процессы переноса, двумерная среда будет вести себя так же, как бесконечная по оси $0Z$. Второй случай — очень тонкая прослойка $d \ll l$. В этой ситуации холловское поле E_z внесет существенный вклад в ток, текущий по прослойке. Вычисление $\hat{\sigma}^e$ в модели прослойки [12] сводится к расчету ее сопротивления как вдоль, так и поперек среднего поля.

В наклонном магнитном поле локальный тензор проводимости в «лабораторной» системе координат [на рисунке (x, y, z)] равен

$$\hat{\sigma}(\theta) = \begin{pmatrix} \sigma_s & \sigma_a \cos\theta & \sigma_a \sin\theta \\ -\sigma_a \cos\theta & \sigma_s \cos^2\theta + \sigma_z \sin^2\theta & (\sigma_s - \sigma_z)\cos\theta\sin\theta \\ -\sigma_a \sin\theta & (\sigma_s - \sigma_z)\cos\theta\sin\theta & \sigma_s \sin^2\theta + \sigma_z \cos^2\theta \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

в собственной системе координат (x', y', z') $(H \parallel 0Z')$ этот тензор имеет стандартный вид

$$\hat{\sigma}(\theta) = \begin{pmatrix} \sigma_s & \sigma_a & 0 \\ -\sigma_a & \sigma_s & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

Учтем теперь, что в двух предельных случаях ($d \gg l$ и $d \ll l$) можно с хорошей точностью считать, что в прослойке $E_z=0$ при $d \gg l$, а при $d \ll l$ $j_z=0$. Подробные расчеты распределения полей и токов при магнитном поле, параллельном XOY и плоскости контакта, и различных отношениях d / l приведены в [7, 8]. Запись локального закона Ома при этом для случая $d \gg l$ не изменяется, а в случае $d \ll l$ условие $E_z=0$ приводит к «перенормировке» проводимости

$$\begin{aligned} j_{x0} &= \sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y, \quad & j_{y0} &= \sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y, \\ j_x &= \tilde{\sigma}_{xx}E_x + \tilde{\sigma}_{xy}E_y, \quad & j_y &= \tilde{\sigma}_{yx}E_x + \tilde{\sigma}_{yy}E_y, \end{aligned} \qquad (3)$$

где индекс 0 выделяет случай $d \gg l$, а $\tilde{\sigma}_{xx}=\sigma_{xx}-\sigma_{xz}\sigma_{zx}/\sigma_{zz}$, $\tilde{\sigma}_{xy}=-\tilde{\sigma}_{yx}=\sigma_{xy}-\sigma_{xz}\sigma_{zy}/\sigma_{zz}$, $\tilde{\sigma}_{yy}=\sigma_{yy}-\sigma_{yz}\sigma_{zy}/\sigma_{zz}$; σ_{ik} — компоненты тензора $\hat{\sigma}(\theta)$ (1). Отметим, что в отличие от случая нормального расположения магнитного поля в наклонном поле $\sigma_{xx} \neq \sigma_{yy}$ и $\tilde{\sigma}_{xx} \neq \tilde{\sigma}_{yy}$, что приводит к тому, что части прослойки, расположенные под разными углами к $H_\parallel$-проекции магнитного поля на плоскость XOY (за счет «извилистости» прослойки), будут иметь разные проводимости. Отличие этих проводимостей друг от друга будет возрастать с ростом магнитного поля. Поскольку эти части прослойки соединены между собой для тока, проходящего из одного фрагмента МК в другой через прослойку параллельно, то при расчете кондактанса (суммарной проводимости) прослойки необходимо учитывать только наибольшую из них (σ_{xx} или σ_{yy} и соответственно $\tilde{\sigma}_{xx}$ или $\tilde{\sigma}_{yy}$); обозначим эту компоненту через $\sigma_{\max}$ (и соответственно $\tilde{\sigma}_{\max}$).

Найдем теперь тензор эффективной проводимости. Рассмотрим вначале случай, когда $H_\parallel \parallel \langle E\rangle$ и среднее электрическое поле направлено вдоль $0Y$. Согласно модели [12], подавляющая часть диссипативного тока проходит через прослойку, разность потенциалов при этом на ней связана со средним полем соотношением $\langle E\rangle L \approx \Delta\varphi$. Закон Ома на прослойке имеет вид $\Delta\varphi=JR$, где $R=l/b\sigma_{\max}d$ — полное сопротивление прослойки. Подставляя R в закон Ома, получаем

$$\frac{J}{Ld} = \sigma_{\max}\frac{b}{l}\frac{\Delta\varphi}{L}, \qquad (4)$$

что с учетом выражения для средней плотности тока $\langle j\rangle=J/ld$ и соотношения $b/l \sim |\tau|^{-q}$ (основного положения модели [12]) дает

$$\langle j\rangle_y = \sigma_{\max}|\tau|^{-q}\langle E\rangle. \qquad (5)$$

Таким образом, компонента тензора эффективной проводимости, связывающая, по определению, соответствующие компоненты средних полей и тока (напомним, что в выбранном случае среднее электрическое поле направлено вдоль $0Y$ и соответственно диссипативный ток в среднем течет также вдоль $0Y$), будет равна

$$\sigma^e_{yy} \approx \sigma_{\max}|\tau|^{-q}. \qquad (6)$$

Тот же результат получится, если направить среднее электрическое поле вдоль OX; таким образом,

$$\sigma_{s0}^e \approx \sigma_{\max} |\tau|^{-q}, \quad \sigma_s^e \approx \sigma_{\max} |\tau|^{-q}. \tag{7}$$

Прослойка не является препятствием для холловской компоненты тока (подробности см. в [12]), поэтому

$$\sigma_{a0}^e \approx \sigma_a, \quad \sigma_a^e \approx \tilde{\sigma}_a. \tag{8}$$

Это утверждение, полученное из качественных соображений, имеет строгое обоснование. Согласно [3] [формулы (13) и (55)], для идеально проводящих включений недиагональные компоненты тензора эффективной проводимости не зависят от концентрации.

Рассмотрим теперь простейшие полевые зависимости локальных компонент тензора проводимости

$$\sigma_s = \frac{\sigma}{1+\beta^2}, \quad \sigma_a = \frac{\sigma\beta}{1+\beta^2}, \quad \sigma_z = \sigma, \tag{9}$$

где β — безразмерное магнитное поле.

В этом случае

$$\sigma_{\max} = \sigma \frac{1+\beta^2 \sin^2\theta}{1+\beta^2}, \quad \tilde{\sigma}_{\max} = \frac{\sigma}{1+\beta^2\cos^2\theta}, \tag{10}$$

и, следовательно, для случая $d \gg l$

$$\sigma_{s0}^e \approx \sigma \frac{1+\beta^2 \sin^2\theta}{1+\beta^2} |\tau|^{-q}, \quad \sigma_{a0}^e \approx \frac{\sigma\beta}{1+\beta^2}\cos\theta, \tag{11}$$

а для случая $d \ll l$

$$\sigma_s^e \approx \frac{\sigma}{1+\beta^2\cos^2\theta} |\tau|^{-q}, \quad \sigma_a^e \approx \frac{\sigma\beta\cos\theta}{1+\beta^2\cos^2\theta}. \tag{12}$$

Проанализируем полученные выражения (11), (12) эффективных кинетических компонент тензора проводимости. Отметим вначале, что выражения (11) получены для крайнего случая $d \gg l$, рассмотренного ранее в работе [3] строгими методами. Воспользовавшись общими выражениями в [3], можно найти σ_{s0}^e и σ_{a0}^e (для $\tau < 0$ их явные выражения в [3] не приведены). Как и должно быть, они совпадают с (11).

Сравнение (12) с (11) показывает, что два крайних случая ($d \gg l$ и $d \ll l$) имеют при $\theta \neq 0,\ \pi/2$ разные угловые и полевые зависимости. Рассмотрим в качестве примера отношение эффективных коэффициентов Холла ($HR^e = \sigma_a^e/[(\sigma_a^e)^2+(\sigma_s^e)^2]$ R^e/R_0^e для почти «вертикального» поля $\theta \ll 1$ и почти «горизонтального» $(\theta - \pi/2) \ll 1$. В первом случае для сильных полей $1 \ll \beta \ll \ll |\tau|^{-q}$, $\beta\theta \gg 1$

$$R^e/R_0^e \sim (\beta\theta)^4, \tag{13}$$

во втором — для $1 \ll \beta \ll |\tau|^{-q}$ и $\beta\,(\theta - \pi/2) \gg 1$

$$R^e/R_0^e \sim \beta^2 (\theta - \pi/2)^2, \tag{14}$$

и, следовательно, эффективный коэффициент Холла в случае тонкой пленки имеет нестандартные по сравнению со случаем толстой пленки полевую и угловую зависимости.

Таким образом, выявлен классический (не связанный с квантовыми явлениями) размерный эффект. Заметим, что, хотя компоненты эффективного тензора проводимости непрерывно зависят от толщины пленки d, простейшая модель прослойки позволяет найти $\hat{\sigma}^e$ только в двух крайних случаях — очень тонкой ($d \ll l$) и очень толстой ($d \gg l$) пленок.

Можно показать, что зависимость эффективных кинетических коэффициентов в наклонном магнитном поле от толщины пленки возможна не только при $p < p_c$, но и с другой стороны порога протекания, т. е. при $p > p_c$.

Выражаю глубокую признательность А. М. Дыхне, Б. Я. Балагурову, П. М. Томчуку и А. Я. Шику за обсуждение работы.

Литература

[1] Дыхне А. М. — ЖЭТФ, 1970, т. 59, в. 7, с. 110—115.
[2] Дыхне А. М. — ЖЭТФ, 1970, т. 59, в. 2, с. 641—647.
[3] Балагуров Б. Я. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, в. 2, с. 580—584.
[4] Efros A. L., Shklovskii B. I. — Phys. St. Sol. (b), 1976, v. 76, N 2, p. 475—485.
[5] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
[6] Шкловский Б. И. — ЖЭТФ, 1977, т. 72, в. 1, с. 288—295.
[7] Bate R. T., Bell J. C., Beer A. C. — J. Appl. Phys., 1961, v. 32, N 5, p. 806—814.
[8] Lippman H. J., Kuhrt F. — Z. Naturforsch., 1958, v. 13a, N 6, p. 462—474.
[9] Скал А. С. — ЖТФ, 1981, т. 51, в. 11, с. 2443—2445.
[10] Fogelholm R., Grimvall G. — J. Phys. C, 1983, v. 16, N 3, p. 1077—1084.
[11] Söderberg M., Grimvall G. — J. Phys. C, 1983, v. 16, N 3, p. 1085—1088.
[12] Снарский А. А. — ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 4, с. 1405—1410.
[13] Снарский А. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1877—1881.
[14] Балагуров Б. Я. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 7, с. 2068—2074.

Киевский политехнический
институт им. 50-летия
Великой Октябрьской социалистической
революции

Получено 8.02.1988
Принято к печати 10.05.1988

ФТП, том 22, вып. 11, 1988

ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ ПРИ ТРЕХФОТОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ ТИПА ГЕРМАНИЯ

Расулов Р. Я.

Новый тип нелинейного поглощения света в полупроводниках, связанного с совокупностью одновременно идущих n-фотонных оптических переходов, был недавно обнаружен в p-Ge с использованием мощного импульсного лазера на NH_3 с оптической накачкой ($\lambda=90.55$ мкм, $\hbar\omega=13.7$ мэВ) [1].

В [2] построена теория многофотонного поглощения в полупроводниках с вырожденной валентной зоной (типа зоны Γ_8^+ в Ge или зоны Γ_8 в GaAs) при произвольной интенсивности возбуждающего света. Одновременно было проведено вычисление по теории возмущений тока увлечений фотонами при одно- и двухквантовых прямых оптических переходах носителей между подзонами тяжелых и легких дырок в зоне Γ_8^+ или Γ_8. При этом было показано, что из-за различия знака одно- и двухквантового вкладов фототок увлечения меняет знак с ростом интенсивности в соответствии с экспериментальными данными [2, 3].

Представляет интерес проанализировать влияние процессов поглощения более высокого порядка на точку инверсии, т. е. на значение интенсивности света, при котором наблюдается инверсия знака тока увлечения.

В связи с этим рассмотрим эффект увлечения в кристаллах типа германия или арсенида галлия, возникающий при трехфотонном поглощении света и обусловленный увлечением свободных носителей фотонами (трехфотонный эффект увлечения, или ТЭУ).

Плотность тока ТЭУ в приближении времени релаксации определяется соотношением

$$\mathbf{j} = -e \sum_{\substack{\mathbf{k},\, m'=\pm 3/2 \\ m=\pm 1/2}} \left[\mathbf{v}_{1\mathbf{k}} \tau_{1\mathbf{k}} W_{1m'\mathbf{k};\, 2m,\, \mathbf{k}-3\mathbf{q}} - \mathbf{v}_{2\mathbf{k}} \tau_{2\mathbf{k}} W_{1m',\, \mathbf{k}+3\mathbf{q};\, 2m\mathbf{k}}\right], \tag{1}$$