

## «Высокотемпературные» осцилляции магнитосопротивления висмута: возможный вариант объяснения

Ю.Ф. Комник

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина 47, г. Харьков, 61103, Украина*

E-mail: komnik@ilt.kharkiv.ua

Статья поступила в редакцию 11 марта 2003 г., после переработки 6 мая 2003 г.

Показано, что известные экспериментальные результаты по изучению свойств «высокотемпературных» осцилляций магнитосопротивления висмута, в частности, угловые зависимости периодов осцилляций от направления магнитного поля, могут быть описаны с помощью теории Поляновского при использовании условия равенства или кратности циклотронных частот.

Виявлено, що відомі експериментальні результати щодо вивчення властивостей «високотемпературних» осциляцій магнітоопору вісмуту, зокрема, кутові залежності періодів осциляцій від напрямку магнітного поля, можуть бути описані за допомогою теорії Поляновського при використанні умови рівності чи кратності циклотронних частот.

PACS: 72.15.Gd; **72.90.+y**

Целью сообщения является объяснение необычных «высокотемпературных» осцилляций (ВТО) магнитосопротивления висмута на основе теории Поляновского [1–3], которая при учете некоторых дополнительных предположений может дать адекватное описание экспериментальных результатов.

О наблюдении новых квантовых осцилляций магнитосопротивления висмута, обладающих в 2–3 раза меньшим, чем осцилляции Шубникова — де Газа периодом в обратном магнитном поле  $\Delta H^{-1}$ , на порядок меньшей амплитудой, но более медленным температурным затуханием, было сообщено Богодом и Красовицким в 1973 [4]. В дальнейшем новые осцилляции были детально изучены в кристаллах  $\text{Bi}$  и сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , а также кристаллах с донорными (Te) и акцепторными (Sn) примесями [5–14]. Изучено проявление осцилляций в термоэдс [15,16], поведение под давлением и при одноосной деформации [17,18], а также в сильных магнитных полях [19–21]. На основании этих экспериментальных данных был сделан вывод, что период ВТО не определяется непосредственно энергией Ферми электронов  $E_F^e$  или дырок  $E_F^h$ , а как-то связан с величиной перекрытия зон  $E_{ov}$ . Последнее заключение послужило поводом для формулировки спорного утверждения [22] о том, что ВТО представляют

собой «квантовые осцилляции вероятности междолинного квазиупругого рассеяния носителей заряда с «глубинными» энергиями», а именно, с состояниями на дне электронной зоны  $E_c^e$  и потолке дырочной зоны  $E_c^h$ . Однако «глубинные» состояния традиционно рассматриваются как полностью заполненные. Хотя в последующей работе [23] показано, что «глубинные» состояния в связи со «столкновительным» уширением уровней энергии могут вносить вклад в проводимость, но рассмотрение детальной картины наблюдаемых периодов осцилляций при различных кристаллографических направлениях и их слабое температурное затухание остались за пределами этой работы.

Поляновский [1–3] выделил в магнитопроводимости слагаемое, связанное с междолинными переходами и описывающее свойства ВТО — малый период  $\Delta H^{-1}$  и слабое температурное затухание. Между тем теория Поляновского не была принята авторами экспериментальных работ (см. критику в [14]), поскольку оставалась неясной физическая причина возникновения новых осцилляций. Недавно Кириченко и Козлов [24] получили сходный с Поляновским результат при рассмотрении совершенно иного объекта — слоистого проводника, у которого, как и у висмута, имеются два типа экстре-

мальных сечений, определяющих осцилляции магнитопроводимости.

Висмут является полуметаллом, в котором имеет место слабое перекрытие валентной зоны и зоны проводимости, в результате чего образуются электронные и дырочные долины. Приняв спектр полуметалла в магнитном поле

$$E_n^e = (n + \frac{1}{2})\hbar\Omega^e + \frac{p_z^2}{2m^e}$$

и

$$E_n^h = E_{ov} - (n + \frac{1}{2})\hbar\Omega^h - \frac{p_z^2}{2m^h}$$

( $E_{ov}$  — энергия перекрытия зон), автор работ [1–3] получил для проводимости в магнитном поле слагае-

мые  $\sigma^{ee}$  и  $\sigma^{hh}$ , описывающие внутризонные переходы и определяющие осцилляции Шубникова–де Газа [25,26] для электронных и дырочной долин, и слагаемое  $\sigma^{eh}$ , описывающее межзонные переходы. Последнее содержит произведение плотности состояний в разных долинах. Это произведение двух осциллирующих характеристик порождает, наряду со слагаемыми, описывающими осцилляции Шубникова–де Газа в каждой из долин, также «перекрестное» слагаемое с комбинированными параметрами, появляющееся в результате интерференции осцилляций плотности состояний в разных долинах. Это слагаемое проводимости может служить объяснением «высокотемпературных» осцилляций магнитосопротивления висмута. Оно имеет вид [27]

$$\sigma^{eh} = \frac{3}{8}\sigma_{cl} \frac{\hbar(\Omega^e + \Omega^h)}{E_{ov}} \sum_{k,l=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+l}}{\sqrt{kl}} \times$$

$$\times \left\{ A \left[ \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar} \left( \frac{k}{\Omega^e} - \frac{l}{\Omega^h} \right) \right] \sin \frac{2\pi}{\hbar} \left( k \frac{E_F^e}{\Omega^e} + l \frac{E_{ov} - E_F^e}{\Omega^h} \right) + A \left[ \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar} \left( \frac{k}{\Omega^e} + \frac{l}{\Omega^h} \right) \right] \cos \frac{2\pi}{\hbar} \left( k \frac{E_F^e}{\Omega^e} - l \frac{E_{ov} - E_F^e}{\Omega^h} \right) \right\} \quad (1)$$

Здесь  $\Omega^e, \Omega^h$  — циклотронные частоты электронов и дырок;  $A(x) = \frac{x}{\text{sh}(x)} \approx x \exp(-x)$  при  $x \gg 1$ .

Принимая во внимание то, что

$$\frac{2\pi E_F^e}{\hbar\Omega^e} = \frac{cS^e}{\hbar eH}, \quad \frac{2\pi E_F^h}{\hbar\Omega^h} = \frac{cS^h}{\hbar eH}, \quad E_{ov} - E_F^e = E_F^h,$$

получаем результат Поляновского:

$$\sigma^{eh} = \frac{3}{8}\sigma_{cl} \frac{\hbar(\Omega^e + \Omega^h)}{E_{ov}} \sum_{k,l=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+l}}{\sqrt{kl}} \times$$

$$\times \left\{ A \left( \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\Omega^-} \right) \sin \left( \frac{cS^+}{\hbar eH} \right) + A \left( \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\Omega^+} \right) \cos \left( \frac{cS^-}{\hbar eH} \right) \right\} \quad (2)$$

В (2) появились комбинированные площади

$$S^\pm = kS^e \pm lS^h \quad (3)$$

и комбинированные обратные циклотронные частоты

$$\frac{1}{\Omega^\pm} = \frac{k}{\Omega^e} \pm \frac{l}{\Omega^h} \quad (4)$$

Согласно (2) имеются две серии осцилляций с периодами

$$\Delta H^{-1} = \frac{2\pi\hbar e}{cS^\pm}, \quad (5)$$

температурное затухание которых определяется множителем

$$\exp \left( -\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\Omega^\mp} \right) \quad (6)$$

Основной интерес представляют осцилляции, определяемые комбинированной площадью  $S^+$ , для которых период  $\Delta H^{-1}$  меньше, чем для осцилляций Шубникова–де Газа, а температурное затухание, определяемое комбинированной частотой  $\Omega^-$ , более медленное, чем у осцилляций Шубникова–де Газа. Эти осцилляции могут служить объяснением ВТО. Второй тип осцилляций — длиннопериодные, с быстрым температурным затуханием, не был зарегистрирован в эксперименте.

Полученные результаты хорошо объясняют весь комплекс экспериментальных наблюдений. Так, при добавлении в висмут донорной примеси (Te) увеличивается концентрация электронов и уменьшается концентрация дырок, соответственно растет  $E_F^e$  и уменьшается  $E_F^h$ , но период «высокотемпературных» осцилляций не изменяется [13], поскольку сумма

площадей (3) остается практически неизменной. Аналогичный результат получается при добавлении в висмут акцепторной примеси (Sn). При добавлении в висмут изовалентной примеси сурьмы уменьшаются обе энергии  $E_F^e$  и  $E_F^h$  и соответственно уменьшаются обе площади  $S^e$  и  $S^h$ , что приводит к росту периода осцилляций  $\Delta H^{-1}$  [12]. Аналогично получают объяснение результаты изучения влияния одноосной деформации на периоды ВТО [18], а также тот факт, что ультраквантовый предел в сильном магнитном поле достигается одновременно как для осцилляций Шубникова–де Газа, так и для «высокотемпературных» осцилляций [19]. (Заметим, что если бы ВТО были связаны с некоторой энергией, отличающейся от фермиевской, как в модели [22], последнее не имело бы места.)

Важнейшим результатом экспериментального изучения ВТО является исследование зависимости периодов осцилляций  $\Delta H^{-1}$  от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических направлений [7,9,16] (рис. 1). Эти зависимости являются предметом дальнейшего обсуждения.

Как отмечено в [1–3], «высокотемпературные» осцилляции связаны с междолинными переходами электронов, которые происходят при резонансных значениях магнитного поля, отвечающих одновременно нахождению вблизи энергии Ферми уровней Ландау в разных долинах. Однако частота таких событий с изменением магнитного поля определяется исключительно частотой прохождения энергии Ферми уровнями Ландау в зоне с большей циклотронной частотой (меньшей циклотронной массой), и по этой причине новый период  $\Delta H^{-1}$  осцилляций магнитосопротивления не появляется. Новый период обусловлен появлением комбинации циклотронных процессов в двух долинах. Теория Поляновского, построенная с помощью формальной математической

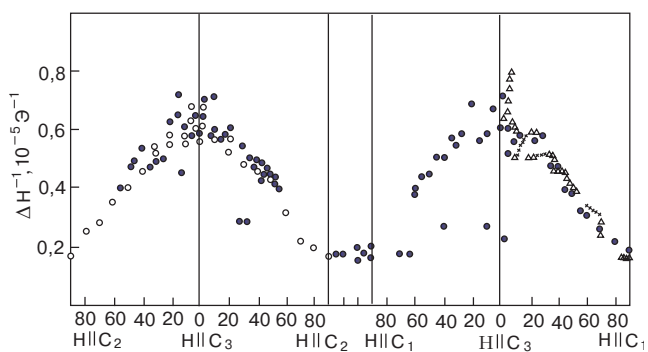


Рис. 1. Угловые зависимости периодов  $\Delta H^{-1}$  «высокотемпературных» осцилляций в висмуте, полученные при измерении диагональных и недиагональных компонент тензора магнитосопротивления (данные [7] (●); средний период [9] (Δ) и период, полученный по угловому сдвигу экстремумов [9] (×), а также при измерении термоэдс [16] (○).

выкладки, не позволяет понять физическую природу дополнительных осциллирующих слагаемых. Перекрестные слагаемые появляются, как отмечено выше, в результате интерференции осциллирующих зависимостей плотностей состояний носителей в разных долинах. Причины немалости (регистрируемости) амплитуды таких осцилляций имеет, по-видимому, квантовую природу, подобную той, что указана Адамсом и Гольдсейном [26] при рассмотрении осцилляций Шубникова–де Газа в однозонном случае, а именно — связана с влиянием электрического поля на интеграл столкновений.

Существенно то, что при междолинных конверсионных переходах реализуются особенности (максимумы) плотности состояний как в начальном, так и в конечном состоянии. Кроме того, выражение (2) для «высокотемпературных» осцилляций, в отличие от осцилляций Шубникова–де Газа [26], не содержит значение химпотенциала, а энергии  $E_F^e$  и  $E_F^h$  связаны с помощью постоянной неосциллирующей величины — энергии перекрытия  $E_{ov}$ . Это и определяет слабую чувствительность амплитуды осцилляций к температурному размытию границы Ферми, т.е. слабое температурное затухание амплитуды осцилляций [27].

Экспериментальные наблюдения показывают, что амплитуда «высокотемпературных» осцилляций в висмуте при повышении температуры в области 1,5–10 К растет, далее проходит максимум (при 10 К) и затем медленно убывает [9,14]. Авторы обоснованно полагали, что в формировании ВТО играют роль тепловые высокочастотные фононы, возбуждаемые при повышении температуры. Эта роль может сводиться к тому, что при включении электрон–фононного рассеяния возникают свободные электронные состояния ниже энергии Ферми, необходимые для изоэнергетических междолинных переходов.

Возможность междолинных конверсионных переходов электронов очевидна при равенстве циклотронных частот на экстремальных орбитах в разных долинах, поскольку в этом случае состояния электронов сохраняются когерентными. Именно этот случай рассмотрен в работе Кириченко и Козлова [24]. Однако в висмуте лишь при направлении магнитного поля вдоль тригональной оси  $C_3$  примерно равны циклотронные частоты электронов и дырок (эффективные циклотронные массы равны соответственно  $0,0630 m_0$  для электронов и  $0,0639 m_0$  для дырок). При отклонении поля от оси  $C_3$ , и особенно при направлении поля вдоль бисекторной  $C_1$ - и бинарной  $C_2$ - осей, эффективные циклотронные массы электронов и дырок заметно отличаются. Между тем «высокотемпературные» осцилляции в висмуте

наблюдаются при произвольных направлениях магнитного поля.

Заметим, что возможность междолинных конверсионных переходов электронов сохраняется также и при кратности циклотронных частот. Действительно, если циклотронные частоты для двух долин кратны, то с частотой, меньшей из двух циклотронных частот, периодически восстанавливается когерентность электронных состояний, т.е. восстанавливаются условия для резонансного перехода электрона с орбиты в одной долине на орбиту в другой долине.

Выберем в формуле (2) гармоники  $k$  и  $l$  такими, чтобы их отношение отвечало кратности циклотронных частот, т.е. пусть

$$\frac{k}{l} = \frac{\Omega^e}{\Omega^h} = \frac{m^h}{m^e} = K, \quad (7)$$

где  $K=1, 2, 3, \dots$  – целые числа. Это предположение содержится также в [1,2].

Для проверки сформулированного предположения проведены расчеты возможных периодов осцилляций согласно (5), используя соотношение (7). На рис. 1. проиллюстрированы экспериментальные данные для периодов  $\Delta H^{-1}$  «высокотемпературных» осцилляций в висмуте при изменении направления магнитного поля. Угловая зависимость периодов  $\Delta H^{-1}$  для бисекторной плоскости  $C_3C_2$  взята из работ [7,16], а для бинарной плоскости  $C_3C_1$  из [7,9]. Видно, что для периодов  $\Delta H^{-1}$  «высокотемпературных» осцилляций наблюдается разброс значений, заметно больший, чем для осцилляций Шубникова–де Гааза (см.[7]), в частности, картина для бисекторной плоскости  $C_3C_2$  не обладает зеркальной симметрией. В [9] выполнены наблюдения ВТО при изменении угла поворота магнитного поля в бинарной плоскости  $C_3C_1$  с шагом  $1-2^\circ$  и установлено, что во многих случаях наблюдаются два близких периода, а при некоторых направлениях осцилляции не были зарегистрированы.

Результаты расчетов периодов  $\Delta H^{-1}$  по формулам (5), (3) с учетом (7) весьма чувствительны к исходным данным для циклотронных масс  $m^*$  и площадей сечений  $S$  в висмуте, в связи с чем на рис. 2 и 3 приведены принятые при расчете угловые зависимости для  $m^*$  и  $S$ . Угловые зависимости для масс построены по данным работ [28–30], посвященных циклотронному резонансу; данные для площадей обобщены по работам [31–34], в которых изучены эффекты Шубникова–де Гааза и де Гааза–ван Альфена в висмуте. Значения  $m^*$  и  $S$  для основных направлений магнитного поля (вдоль осей  $C_1, C_2$  и  $C_3$ ) соответствуют цифрам, приведенным в обзоре Эдельмана [35].

Если при расчете периодов  $\Delta H^{-1}$  по (5) и (3) использовать значения гармоник  $k=l=1$ , то лишь для  $\mathbf{H} \parallel C_3$  получается хорошее согласие с экспериментом ( $\Delta H^{-1} = 0,63 \cdot 10^{-5} \text{ Э}^{-1}$ ). Для направления  $\mathbf{H} \parallel C_2$  расчетное значение  $\Delta H^{-1}$  ( $0,253 \cdot 10^{-5} \text{ Э}^{-1}$ ) почти в полтора раза оказывается больше, чем экспериментально наблюдаемое ( $0,18 \cdot 10^{-5} \text{ Э}^{-1}$ ). Для направления  $\mathbf{H} \parallel C_1$  различие достигает 2,5 раза: расчет дает  $0,44 \cdot 10^{-5} \text{ Э}^{-1}$ , а экспериментальное значение примерно равно  $0,18 \cdot 10^{-5} \text{ Э}^{-1}$ . Соответственно и угловые зависимости  $\Delta H^{-1}$  для бисекторной ( $C_3C_2$ ) и особенно для бинарной ( $C_3C_1$ ) плоскостей заметно отличаются от экспериментально наблюдаемой картины. Следовательно, в этом варианте теория Поляновского не дает численного согласия с экспериментом.

Совершенно иной результат получается при использовании условия (7). На рис. 4. представлены результаты расчетов периодов  $\Delta H^{-1}$  при использовании этого условия.

Расчеты выполнены до значений  $K=10$ , поскольку далее сильно возрастает погрешность расчетов. Пунктирные линии на рис. 4. изображают предполагаемое дальнейшее изменение расчетных значений  $\Delta H^{-1}$  вплоть до значений при направлении магнитного поля вдоль осей  $C_1$  и  $C_2$ . Видно, что расчетная картина (рис. 4) с удовлетворительным приближением воспроизводит экспериментально наблюдаемую

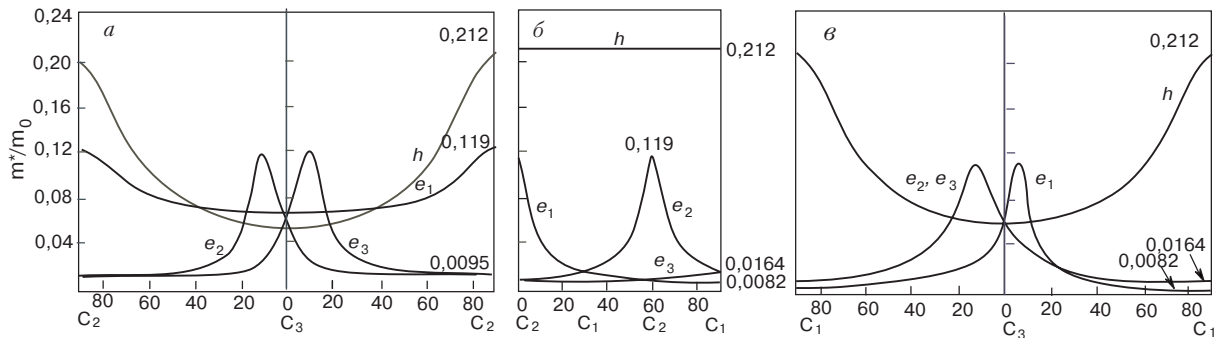


Рис. 2. Угловые зависимости циклотронной массы в висмуте, построенные по данным работ [28–30].

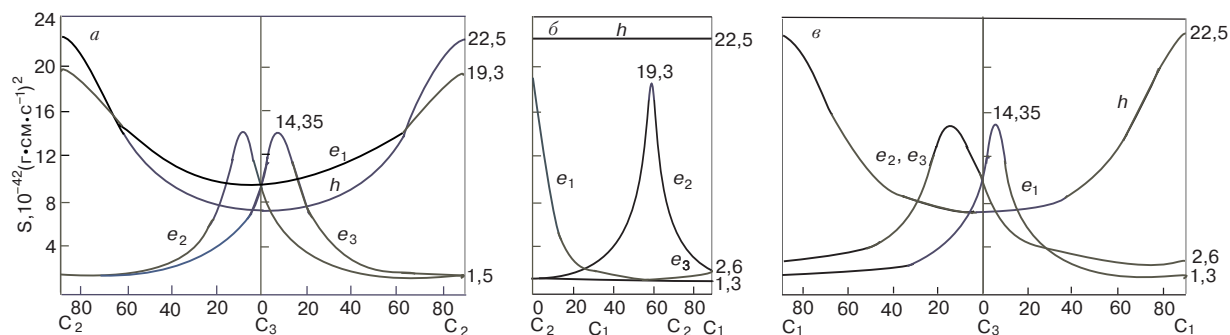


Рис. 3. Угловые зависимости площадей сечений дырочного и электронных эллипсоидов в висмуте, построенные по данным работ [31–34].

(рис. 1). (Следует учесть погрешности как экспериментальных наблюдений, так и исходных данных при расчетах.)

Отметим, что в случае, когда в формировании осцилляций участвуют высокие гармоники (при сильном отклонении поля от оси  $C_3$ ), осцилляции приобретают менее совершенную синусоидальную форму и их амплитуда уменьшается [6,9,16,18,19].

В связи с дингловским размытием уровней наблюдение осцилляций интерференционной природы возможно не только при точных целочисленных значениях отношения  $m^h/m^e$ , но и вблизи этих значений. При точном целочисленном значении отношения  $k/l = m^h/m^e$  обратная комбинированная циклотронная частота стремится к нулю, т.е. температурное подавление осцилляций из-за размытия фермиевского распределения исчезает и остается только дингловское размытие. Такой же результат получили Кириченко и Козлов [24] при рассмотрении слоистого проводника, у которого циклотронные частоты на двух сечениях равны.

Заметим, что осцилляции, представленные на рис. 4 темными точками, нельзя именовать дыроч-

ными или электронными; они имеют интерференционную природу и являются комбинированными.

Отметим еще один важный результат расчетов, а именно: для плоскостей  $(C_3C_1)$  и  $(C_3C_2)$  (см. рис. 4.) расчетные точки образуют две цепочки возможных периодов осцилляций, несколько отличающихся по своим значениям, что неоднократно отмечали авторы экспериментальных работ (см. [9,13] и др.).

Таким образом, формулы (2)–(5), полученные Поляновским для объяснения «высокотемпературных» осцилляций магнитосопротивления в висмуте, вполне успешно описывают свойства этих осцилляций и, в частности, угловые зависимости периодов осцилляций  $\Delta H^{-1}$  от направления магнитного поля. Остается, на наш взгляд, необходимость дальнейшего физического обоснования природы возникновения комбинированных площадей и объяснения температурной зависимости амплитуды осцилляций при низких температурах ( $< 10$  К). Высказанные выше соображения носят лишь предположительный характер.

Выражаю признательность В.Б. Красовицкому, Ю.А. Колесниченко, В.Г. Песчанскому и А.А. Слуцкину за полезное обсуждение проблемы, а также И.В. Козлову за сообщение ценной информации.

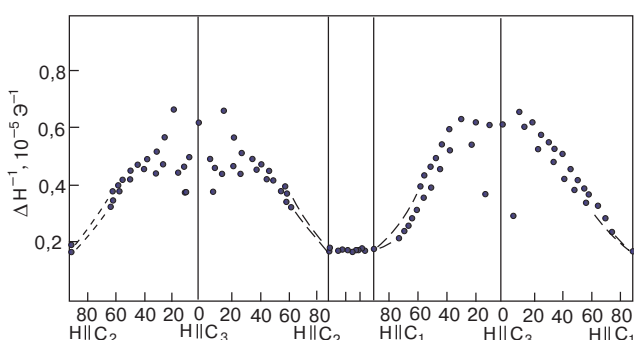


Рис. 4. Угловые зависимости расчетных значений периодов  $\Delta H^{-1}$  «высокотемпературных» осцилляций в висмуте. Для тригональной плоскости  $C_1C_2$ , как и на рис. 1, дан сектор с раствором  $30^\circ$ ; далее картина зеркально симметричная.

1. В.М. Поляновский, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 108 (1987).
2. В.М. Поляновский, *УФЖ* **33**, 1575 (1988).
3. В.М. Поляновский, *УФЖ* **34**, 459 (1989).
4. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, *Препринт ФТИИТ АН УССР* (1973).
5. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, В.Г. Герасимечко, *ЖЭТФ* **66**, 1362 (1974).
6. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, В.Г. Герасимечко, *ФТТ* **17**, 1799 (1975).
7. Ю.А. Богод, В.Г. Герасимечко, Вит.Б. Красовицкий, *ФНТ* **1**, 1472 (1975).
8. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, *Письма в ЖЭТФ* **24**, 585 (1976).
9. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, С.А. Миронов, *ЖЭТФ* **78**, 1099 (1980).
10. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **7**, 1530 (1981).

11. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **9**, 34 (1983).
12. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **9**, 832 (1983).
13. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **12**, 610 (1986).
14. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, *ФНТ* **16**, 900 (1990).
15. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **12**, 435 (1986).
16. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, В.Я. Левантовский, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **14**, 1252 (1988).
17. А.Г. Бударин, В.А. Вентцель, А.В. Руднев, Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, *ФНТ* **14**, 875 (1988).
18. Вит.Б. Красовицкий, В.В. Хоткевич, *ФНТ* **17**, 710 (1991).
19. Вит.Б. Красовицкий, В.В. Хоткевич, А.Г.М. Янсен, П. Видер, *ФНТ* **25**, 903 (1999).
20. Yu.A. Bogod and A. Libinson, *Solid State Commun.* **96**, 609 (1995).
21. Yu.A. Bogod and A. Libinson, *Phys. Status Solidi* **B197**, 137 (1996).
22. Ю.А. Богод, *ФНТ* **12**, 1004 (1986).
23. Ю.А. Богод, Л.Ю. Горелик, А.А. Слуцкий, *ФНТ* **13**, 626 (1987).
24. О.В. Кириченко, И.В. Козлов, *ФНТ* **28**, 509 (2002).
25. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, *ЖЭТФ* **33**, 88 (1957).
26. E.N. Adams and T.D. Holstein, *J. Phys. Chem. Solids* **10**, 254 (1959) (*Вопросы квантовой теории необра-*  
*тимых процессов*, В.Л. Бонч-Бруевич (ред.), Изд-во иностр. лит. (1961), с. 255).
27. И.В. Козлов, частное сообщение.
28. Yi-Han Kao, *Phys. Rev.* **129**, 1122 (1963).
29. R.J. Dinger and A.W. Lawson, *Phys. Rev.* **B7**, 5215 (1973).
30. В.С. Эдельман, М.С. Хайкин, *ЖЭТФ* **49**, 405 (1965).
31. Н.Б. Брандт, Т.Ф. Долголенко, Н.Н. Ступоченко, *ЖЭТФ* **45**, 1320 (1963).
32. Y. Eckstein and J. Ketterson, *Phys. Rev.* **137**, 1777 (1965).
33. R.N. Bhargava, *Phys. Rev.* **156**, 785 (1967).
34. R.D. Brown, *Phys. Rev.* **B2**, 929 (1970).
35. В.С. Эдельман, *УФН* **123**, 257 (1977) (V.S. Edelman, *Adv. Phys.* **25**, 555 (1986)).

«High-temperature» oscillations of bismuth  
magnetoresistance: possible explanations

Yu.F. Komnik

It is shown that the known experimental on «high temperature» magnetoresistance oscillations of a bismuth, in particular, the angle dependences of oscillation period on magnetic field direction can be described by the Polyanovskii theory using the conditions of equality or multiplicity of cyclotron frequencies.