

## Генерация неравновесных фононов в висмуте в квантующем магнитном поле

Ю. А. Богод

Weizmann Institute of Science, 76100, Rehovot, Izrael  
E-mail: bogod\_yu@excite.com

Статья поступила в редакцию 2 марта 1999 г., после переработки 29 апреля 1999 г.

В сильных скрещенных электрическом  $\mathbf{E}$  и магнитном  $\mathbf{H}$  полях, в режиме генерации фононов, исследовалось напряжение монокристалла Вi в направлении  $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$  (поперечное напряжение  $E_{\perp}$ ). Получена информация об электронной акустоэдс висмута  $E_e^a$ , формирующей на вольт-амперных  $j$ - $E_{\perp}$  характеристиках участки с отрицательной дифференциальной проводимостью. Акустоэдс измерялась как абсолютная величина разности поперечных напряжений до и после перехода образца в режим генерации фононов. Обнаружено, что зависимость акустоэдс от квантующего магнитного поля немонотонна. Это связывается с осцилляциями в магнитном поле скорости электрон-фононной генерации  $\partial N_q / \partial t$ , т.е. с осцилляциями частоты фонон-электронных столкновений  $\tau_{pe}^{-1}$ .

В сильних схрещених електричному  $\mathbf{E}$  і магнітному  $\mathbf{H}$  полях, в режимі генерації фононів, досліджено напругу монокристалу Ві в напрямку  $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$  (поперечна напруга  $E_{\perp}$ ). Одержано інформацію про акустоерс висмуту  $E_e^a$ , яка формує на вольт-амперних  $j$ - $E_{\perp}$  характеристиках ділянки з від'ємною диференційною провідністю. Акустоерс вимірювалась як абсолютна величина різниці між поперечними напругами до і після переходу зразка до режиму генерації фононів. Знайдено, що залежність акустоерс від квантуючого магнітного поля не є монотонною. Це пов'язується з осциляціями в магнітному полі швидкості електрон-фононної генерації  $\partial N_q / \partial t$ , тобто з осциляціями частоти фонон-електронних зіткнень  $\tau_{pe}^{-1}$ .

PACS: 72.15.Gd; 72.20.My; 47.27.Sd

### Введение

До настоящего времени при исследованиях электроакустических эффектов в полупроводниках [1,2] и полуметаллах (их единственным представителем в данного рода исследованиях является Вi [3–5]) измерялась, как правило, разность потенциалов вдоль направления электрического тока в образце. Между тем ряд явлений, связанных с генерацией неравновесных фононов, можно обнаружить, изучая поперечную по отношению к току разность потенциалов  $U_{\perp}$  [6].

Рассмотрим образец висмута в сильных скрещенных электрическом  $\mathbf{E}$  и магнитном  $\mathbf{H}$  полях при сверхзвуковом дрейфе носителей заряда в направлении  $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$  (режим генерации фононов), т.е. при условиях  $v_{\perp}^d = cE/H \geq s$ ;  $j \geq nes/\Omega\tau$ ;  $\Omega\tau \gg 1$ . Здесь  $v_{\perp}^d$  — дрейфовая скорость носителей заряда;  $j$  — плотность электрического тока;  $s$  — скорость звука;  $\Omega$  — циклотронная частота;

$\tau$  — время релаксации импульса носителей;  $n$  — электронная концентрация.

Фононный поток в висмуте при сверхзвуковом дрейфе носителей заряда формируется в основном электронами, а не дырками. Данное соображение основано на соотношении констант потенциала деформации электронов  $e$  и дырок  $h$  [7] и подтверждается экспериментальными результатами [8]. Поэтому эффект фононной генерации в висмуте может быть феноменологически описан с помощью акустоэдс [5,9,10]  $E_e^a \equiv \langle \partial \epsilon / \partial t \rangle_{ph} / nes$ , связанной с передачей импульса от электронной подсистемы к фононной. Здесь  $\langle \partial \epsilon / \partial t \rangle_{ph}$  — средняя энергия фононов, излучаемых в единицу времени электронами. Если  $W_e$  — удельная электрическая мощность, вводимая в электронную подсистему, а  $\Gamma$  — коэффициент, который показывает, какая часть электронной мощности трансформируется в звук, то акустоэдс можно представить в виде  $E_e^a \equiv \Gamma W_e / nes$ . Коэффициент генерации  $\Gamma$  подобно коэффициенту поглощения

звука является функцией дрейфовой скорости электронов [5].

Будем считать внешнее продольное электрическое поле  $\mathbf{E}$  заданным. Тогда увеличение удельного электросопротивления висмута  $\rho_H$  при росте поперечного магнитного поля должно сопровождаться уменьшением удельной мощности  $W_e \approx E^2/\rho_H$ . Иначе говоря, в режиме генерации фононов при заданном продольном электрическом поле и  $\Gamma \approx 1$  рост поперечного магнитного поля должен приводить к уменьшению акустоэдс. Кроме того, особенности электронного спектра висмута (малая энергия Ферми  $\varepsilon_F$  и малые циклотронные массы  $m^*$ ) приводят к реализации квантового предела по магнитному полю ( $\hbar\Omega \approx \varepsilon_F$ ) уже при  $H \approx 10$  кЭ [11]. В квантовом пределе количество уровней энергии ниже энергии Ферми мало, поэтому их заселенность велика. По этой причине осцилляции в магнитном поле числа электронных состояний на поверхности Ферми также относительно велики. Это обстоятельство должно заметно влиять на частоту фонон-электронных столкновений на поверхности Ферми также относительно велики. Это обстоятельство должно заметно влиять на частоту фонон-электронных столкновений  $\tau_{pe}^{-1}$ , которая становится существенно немонотонной функцией  $H$  в сравнительно небольших магнитных полях. Отсюда следует, что акустоэдс

$$E_e^a \propto \langle \partial \varepsilon / \partial t \rangle_{ph} \propto \sum_q \langle \partial N_q / \partial t \rangle \equiv \sum_q \langle N_q / \tau_{pe} \rangle$$

также должна немонотонно изменяться в магнитном поле ( $N_q$  — число фононов с импульсом  $\mathbf{q}$  в стационарном состоянии).

Цель настоящей работы — измерение зависимости  $E_e^a(H)$  и попытка экспериментально обнаружить рассмотренные свойства акустоэдс.

Выражение для электронной акустоэдс может быть получено из условия равенства нулю поперечного тока в образце  $|I_{\perp}| = 0$  в предположении  $|E_e^a| \gg |E_h^a|$  [6]. Оказывается, что  $E_e^a$  приближенно равна абсолютной величине разности  $|\Delta E_{\perp}|$  поперечных полей до и после перехода образца в режим генерации фононов при заданном продольном поле  $E$ . (Напомним, что поперечное поле  $\mathbf{E}_{\perp}$  параллельно дрейфовой скорости  $\mathbf{v}_{\perp}^d \parallel [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ .) Поэтому для измерения акустоэдс необходимо, чтобы время  $\tau_i$  нарастания задающего сигнала было существенно меньше времени релаксации  $\tau_r$  в режим генерации фононов. Для висмута в скрещенных электрическом и магнитном полях  $\tau_r \approx 10^{-6}$  с [4,5], в связи с этим, а также с целью исключения нагрева образца в настоящей работе использована импульсная методика измерений. При плотностях тока  $j \approx 10^3$  А/см<sup>2</sup>, характерных для генерации звука в висмуте, оптимальными оказываются импульсы с длительностью 5–6 мкс

и временным расстоянием между импульсами  $\sim 0,1$  с.

## Экспериментальные результаты

Измерения проводились на монокристалле висмута чистотой 99,9999% при гелиевой температуре в магнитных полях до 56 кЭ. Размеры образца  $1 \times 1 \times 8$  мм. Продольная ось параллельна бинарному направлению  $C_2 \parallel x$ , поперечные ребра совпадают с направлениями  $C_1 \parallel y$  ( $C_1$  — бисекторная ось) и  $C_3 \parallel z$  ( $C_3$  — тригональная кристаллографическая ось). Контакты для измерений поперечной разности потенциалов  $U_{\perp} \perp I \parallel x$  из сплава Вуда расположены на противоположных гранях образца (плоскости  $C_1 C_2$ ) вдоль тригональной оси  $C_3$ . Контакты для измерений продольной разности потенциалов  $U \parallel I$  (они же являются токовводами) расположены на торцевых плоскостях  $C_1 C_3$ . Вектор магнитного поля  $\mathbf{H}$  направлен вдоль оси  $C_1$ . Качество исследуемого монокристалла висмута можно оценить по величине отношения сопротивлений при комнатной и гелиевой температурах в нулевом магнитном поле  $R_0^{300}/R_0^{4,2} = 180$ .

В настоящей работе измерения в линейном режиме ( $j \ll nes/\Omega\tau$ ,  $E \ll Hs/c$ ) выполнены на постоянном токе (источник «Keithley 224»). При этом сигнал напряжения на образце измерялся вольтметром «Keithley 196», соединенным с РС-АТ, где этот сигнал представлялся в цифровой форме, удобной для обработки. Для выделения осцилляций Шубникова — де Гааза производилось вычитание из зависимости  $\rho_{xx}(H)$  монотонной части, которая аппроксимировалась как некоторый полином. В магнитном поле  $H = 56$  кЭ отношение  $U_{\perp}(+\mathbf{H})/U_{\perp}(-\mathbf{H}) = \rho_{zx}(+\mathbf{H})/\rho_{zx}(-\mathbf{H}) = -1,4$ ,  $\rho_{zx}(+\mathbf{H}) = 0,43$  Ом·см,  $\rho_{xx} = 0,38$  Ом·см ( $\rho_{ik}$  — компоненты тензора удельного магнитосопротивления).

Свойства образца в режиме генерации фононов измерялись на импульсном токе. Длительность импульса  $\tau_p \approx 4,5$ – $5,5$  мкс, временное расстояние между импульсами  $\tau_b = 0,5 \cdot 10^{-1}$  с. Образец, эталонное сопротивление  $R_N = 1$  Ом и подводящие провода с сопротивлением  $R_w \approx 0,5$  Ом ( $R_N + R_w = R_b$  — балластное сопротивление) являются нагрузкой импульсного генератора. Максимальное напряжение на выходе генератора  $V_g = 43$  В.

В условиях настоящих экспериментов величина  $\tau_b$  является оптимальной в том смысле, что относительно небольшая тепловая энергия, которая выделяется в образце за время импульса, успевает уйти в окружающую среду до включения

следующего импульса. При уменьшении  $\tau_b$  в два–три раза на осциллографе удается наблюдать эволюцию сигнала отклика  $U_{\perp}$ , связанную с накоплением энергии в образце. При  $\tau_b = 10^{-2}$  с в результате нагрева образца ( $\approx 10$  К) на вольт-амперной характеристике  $I-U_{\perp}$  исчезает участок с отрицательной дифференциальной проводимостью, характерный для режима генерации фононов при 4,2 К.

На рис. 1 представлена динамическая вольт-амперная характеристика  $I-U$  в магнитном поле 22,7 кЭ, полученная в условиях, когда амплитуда импульса продольного напряжения на образце имеет максимальное значение. На вставке на рис. 1 верхний импульс соответствует продольному напряжению  $U$  на образце, нижний — разности потенциалов на эталонном сопротивлении, т.е. он является осциллограммой тока. Вольт-амперная характеристика состоит из нескольких частей, соответствующих разным участкам импульса напряжения (переднему фронту, плато и заднему фронту импульса). Фронт нарастания продольного напряжения имеет длительность  $\tau_i = 0,7$  мкс и в этом интервале времени часть  $I-U$  характеристики (рис. 1,  $\rightarrow$ ) линейна. Затем при практически постоянном продольном напряжении на образце (плато) ток в цепи растет ( $\uparrow$ ), что связано с процессом перехода образца в режим генерации фононов. Часть вольт-амперной характеристики, соответствующая заднему фронту импульса ( $\leftarrow$ ), имеет характерный излом (kink) [3–5], который наблюдается при дрейфовой скорости носителей заряда  $v_{\perp}^d = cE_k/H \approx 0,75 \cdot 10^5$  см/с, близкой к скорости звука (рис. 1,  $U_k = 13,4$  В). Излом определяет переход из режима генерации фононов — нелинейного режима — в линейный. Еще один

способ построения  $I-U$  характеристик — сравнение напряжения на образце и тока в нем в определенный фиксированный момент времени при изменении выходного напряжения на генераторе. В настоящей работе такое сравнение делалось через 3 мкс после начала импульса. Результаты практически совпали с частью  $I-U$  характеристики, полученной на заднем фронте импульса, о котором шла речь выше (см. рис. 1).

Таким образом, время релаксации в режим генерации фононов в условиях опытов изменяется в пределах 0,7–3,0 мкс. Нужно отметить, что, вообще говоря,  $\tau_r$  следует отсчитывать не от начала импульса, а от момента, когда напряжение на образце достигает значения  $U_k$ . Однако в настоящей работе напряжение  $U_k$  устанавливается практически мгновенно (см. рис. 1). Представленная на рис. 1 вольт-амперная характеристика типична для реализуемого интервала магнитных полей.

В соответствии со сказанным время релаксации в режим генерации фононов для образцов висмута толщиной  $\sim 1$  мм при значениях магнитного поля  $\geq 10$  кЭ близко к 1 мкс [5]. При этом наблюдаемые в ряде работ особенности перехода таких образцов в режим генерации — уменьшение времени релаксации с ростом магнитного поля, квантовые осцилляции времени релаксации в противофазе с осцилляциями плотности электронных состояний на поверхности Ферми — содержат характерные признаки фонон-электронного затухания. По-видимому, здесь речь идет об образцах, толщина которых превышает фонон-электронную длину пробега ( $d \gg l_{pe}$ ), и возможность преимущественного фонон-электронного затухания связана с распространением от границы образца акустической волны в направлении противоположном дрейфу подвижного заряда. (Подробное обсуждение механизмов релаксации в режим генерации фононов в висмуте содержится в [5].)

На рис. 2 изображены сигналы поперечного напряжения, полученные в различных магнитных полях, при максимальной разности потенциалов на выходе генератора. Будем считать (обоснование см. ниже), что началу перехода в режим генерации фононов, т.е. в нелинейный режим, соответствует точка на осциллограммах, после которой поперечное напряжение начинает уменьшаться, а реализации нелинейного режима соответствует максимум тока через образец (см. рис. 1). Вертикальными стрелками на рис. 2 показана абсолютная величина разности поперечных напряжений в этих точках, т.е. разности

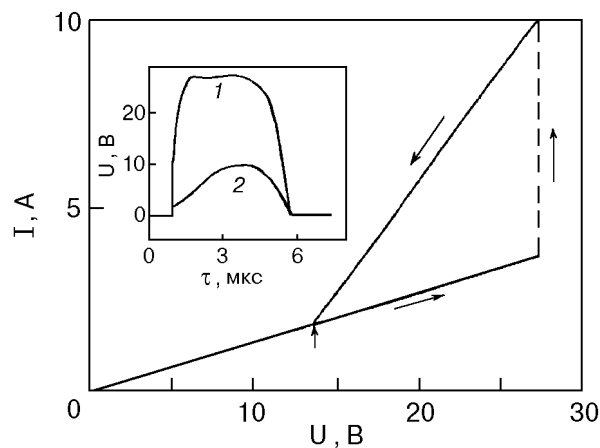


Рис. 1. Динамическая вольт-амперная характеристика в магнитном поле  $H = 22,7$  кЭ. На вставке: продольное напряжение на образце (1); напряжение на эталонном сопротивлении (2).

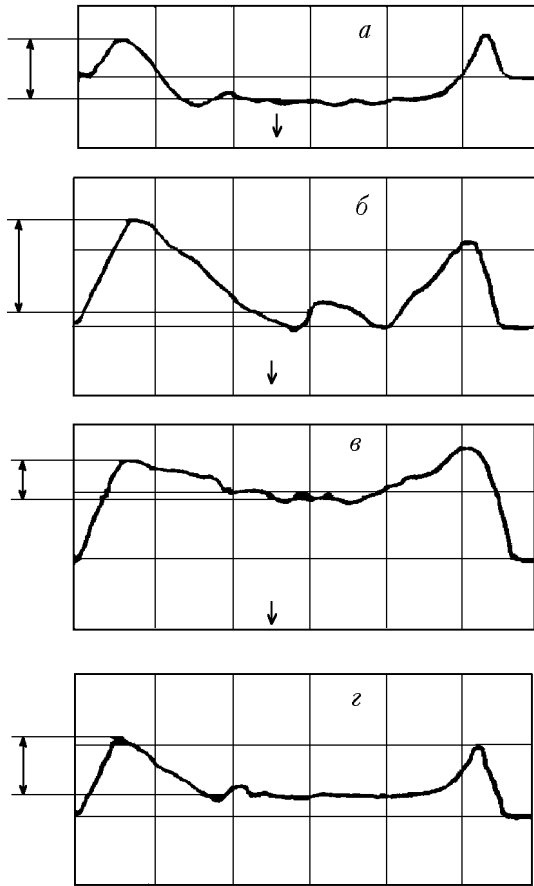


Рис. 2. Осциллограммы поперечного напряжения в магнитных полях: *a, г* – 22,7 кЭ; *б* – 29,89 кЭ; *в* – 52,3 кЭ. Геометрия опыта: *a–в*: –*H*, *г*: +*H*. Масштаб по горизонтали 1 мкс/деление, по вертикали – 2 В/деление.

напряжений до и после перехода образца в режим генерации фононов.

Зависимость разности поперечных напряжений от магнитного поля (эта разность, как будет видно ниже, есть приближенное значение акустоэдс  $E_e^a$ ) показана на рис. 3. Очевидно, что при определении зависимости  $E_e^a(H)$  продольное напряжение на образце должно быть постоянным. Однако при фиксированном напряжении на выходе генератора и конечном балластном сопротивлении в результате увеличения сопротивления висмута в магнитном поле также несколько изменяется продольное напряжение на образце. По нашему мнению, эти изменения не влияют определяющим образом на акустоэдс  $E_e^a$ . Действительно, при росте магнитного поля от 22,7 до 29,9 кЭ продольное напряжение увеличивается приблизительно на 30%, а от 22,7 до 52,3 кЭ – на 40%. В то же время акустоэдс в первом случае возрастает примерно в 1,6 раза, а во втором практически во столько же раз уменьшается (см. рис. 3). Поэтому мы считаем, что определяющие изменения  $E_e^a$  при увеличении *H*, коррелирующие с изменения-

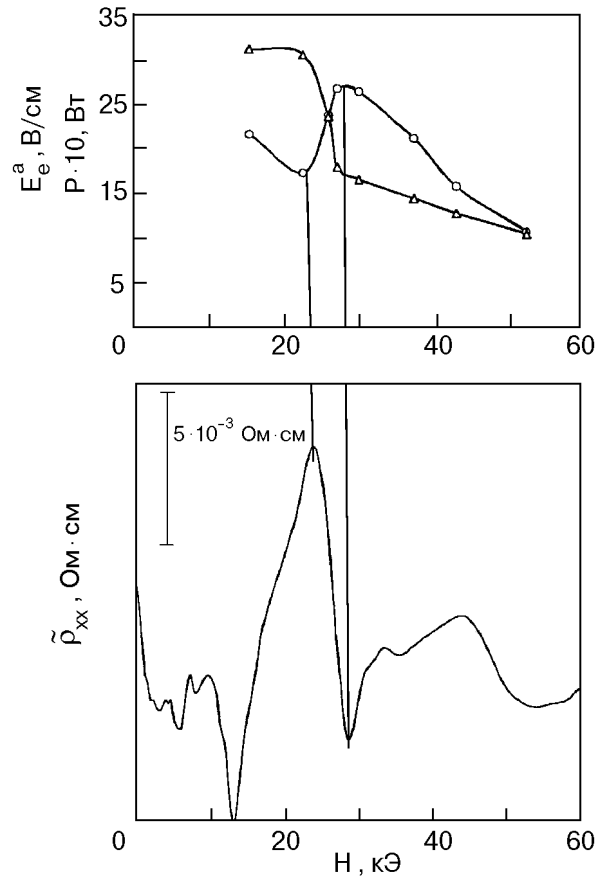


Рис. 3. Зависимости от магнитного поля осциллирующей части линейного магнитосопротивления  $\tilde{\rho}_{xx}$ ; акустоэдс  $E_e^a$  (○); электрической мощности *P* (Δ).

ми магнитосопротивления (см. ниже), следует объяснять влиянием на свойства образца именно магнитного поля.

На рис. 3 приведена также зависимость от магнитного поля электрической мощности *P*, выделяемой в образце. Мощность определялась с помощью приближенного соотношения  $P \cong \cong I_m^2 [(U_g/I_m) - R_B]$ , где  $I_m$  – максимальное значение импульса тока, измеряемого одновременно с поперечным напряжением  $U_{\perp}$ ,  $U_g = 43$  В. На рис. 3 также показаны осцилляции Шубникова – де Гааза  $\tilde{\rho}_{xx}(H)$ , измеренные в линейном режиме ( $\tilde{\rho}_{xx}/\rho_{xx} \leq 0,1$ ).

Видно, что подобно мощности акустоэдс, уменьшаясь в среднем при увеличении магнитного поля, немонотонно зависит от *H* в квантовом пределе для электронов. При этом минимум  $E_e^a$  при  $H \cong 24$  кЭ соответствует максимуму  $\rho_{xx}$ , а максимум  $E_e^a$  при  $H \cong 28$  кЭ – минимуму  $\rho_{xx}$ .

### Обсуждение результатов

Введем электронную акустоэдс  $E_e^a$  [9,10], полагая, что в режиме генерации фононов средние

изменения импульсов электронной и фононной подсистем в единицу времени одинаковы:

$$\langle \partial P / \partial t \rangle_e = - \langle \partial P / \partial t \rangle_{ph} = - \vec{q} \sum_{\mathbf{q}} \hbar q \langle \partial N_{\mathbf{q}} / \partial t \rangle = - ne E_e^a. \quad (1)$$

Отсюда следует, что

$$E_e^a = \frac{\vec{q} \langle \partial \epsilon / \partial t \rangle_{ph}}{nes}; \quad \langle \partial \epsilon / \partial t \rangle_{ph} = \sum_{\mathbf{q}} \hbar s q \langle \partial N_{\mathbf{q}} / \partial t \rangle, \quad (2)$$

где  $N_{\mathbf{q}}$  — функция распределения фононов с импульсом  $\mathbf{q}$ ;  $\vec{q}$  — единичный вектор.

Представим функцию распределения фононов как сумму равновесной ( $N_{\mathbf{q}0}$ ) и неравновесной ( $N_{\mathbf{q}}^{(1)}$ ) частей. В этом случае для приходного члена в кинетическом уравнении имеем

$$\sum_{\mathbf{q}} \partial N_{\mathbf{q}} / \partial t = \sum_{\mathbf{q}} a_{\mathbf{q}} (N_{\mathbf{q}0} + N_{\mathbf{q}}^{(1)}) + a_{\mathbf{q}}^f. \quad (3)$$

Здесь  $a_{\mathbf{q}}$  — инкремент нарастания фононов;  $a_{\mathbf{q}}^f$  — коэффициент, описывающий взаимодействие электронов с нулевыми колебаниями решетки. Анализ показывает (подробности содержатся в работах [5,6,12]), что определяющий вклад в сумму (3) вносят неравновесные фононы. Поэтому в соотношении (2) можно считать  $\partial N_{\mathbf{q}} / \partial t \cong a_{\mathbf{q}} N_{\mathbf{q}}^{(1)}$ .

Пусть теперь некоторый коэффициент  $\gamma$  выделяет ту часть электрической мощности  $W_e$ , вводимой в электронную систему, которая трансформируется в звуковой поток. Тогда акустоэдс (с точностью для слагаемых, обусловленных усилением равновесных фононов и нулевых колебаний) можно представить в виде [5]

$$E_e^a \cong (\gamma - \beta) W_e / nes, \quad (4)$$

коэффициент  $\beta$  зависит от затухания звука;  $\gamma - \beta = \Gamma$ . Теперь (с учетом сказанного выше) можно написать соотношение, связывающее, в частности, акустоэдс  $E_e^a$  с частотой фонон-электронных столкновений  $a_{\mathbf{q}} = \tau_{pe}^{-1}$ ,

$$\Gamma W_e \cong \sum_{\mathbf{q}} \hbar \omega_{\mathbf{q}} \langle a_{\mathbf{q}} N_{\mathbf{q}}^{(1)} \rangle \cong nes E_e^a. \quad (5)$$

Метод экспериментального определения акустоэдс в висмуте предложен автором в [6]. Следуя [6], будем считать образец безграничным вдоль оси  $y$  ( $E_y = 0$ ) и введем в рассмотрение акустоэдс для электронов, дрейфующих вдоль оси  $z$ . Полагая дырочную акустоэдс малой по сравнению с электронной и пренебрегая диффузионными эффектами, определим из условия равенства нулю

тока вдоль оси  $z$  поперечное поле  $E_{\perp}$  в режиме генерации фононов (см. также [13]):

$$E_{\perp}(\pm \mathbf{H}) \cong \pm \left( \frac{ne c}{H} \right) [\Delta n / n \pm \sin \theta (\mu_e^0 H / c)^{-1}] \times \\ \times E(n_e e \mu_e^H + n_h e \mu_h^H)^{-1} \mp E_e^a. \quad (6)$$

Здесь  $\mu_{e,h}^H = \mu_{e,h}^0 / (\mu_{e,h}^0 H / c)^2$  — средние подвижности электронов и дырок вдоль оси  $z$ ;  $\mu_{e,h}^0$  — подвижности электронов и дырок в нулевом магнитном поле;  $\Delta n = n_e - n_h$  — разность концентраций электронов и дырок;  $\theta$  — возможный малый угол отклонения магнитного поля от бисекторной оси  $C_1 \parallel y$ ,  $n_e e \mu_e^H \geq n_h e \mu_h^H$ . Оценим параметры, входящие в формулу (6). Из экспериментального соотношения  $E_{\perp}(+\mathbf{H}) / E_{\perp}(-\mathbf{H}) = -1,4$ , полученного в линейном режиме при  $H = 56$  кЭ (см. выше), имеем  $|(\Delta n / n) / (\sin \theta) (\mu_e^0 H / c)^{-1}| \approx 10$ . Полагая  $\mu_e^0 H / c \approx 10^3$  [11],  $\theta \approx 1^\circ$ , приходим к  $\Delta n / n \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ .

Как следует из формулы (6), величина электронной акустоэдс определяется как абсолютное значение разности поперечных напряжений, измеренных до и после перехода образца в режим генерации фононов при заданном продольном поле  $E$ .

Для наглядности при сравнении с экспериментальными результатами представим графически сигнал задающего напряжения  $E$  и сигналы отклика — ток  $j$  и поперечное напряжение  $E_{\perp}$ . Будем считать, что время релаксации  $\tau_r$  в режим генерации фононов существенно больше времени нарастания импульса задающего сигнала  $\tau_i$ . Будем вначале также пренебрегать релаксационными эффектами при переходе из нелинейного режима в линейный по мере уменьшения задающего напряжения на заднем фронте импульса. Далее учтем, что в соответствии с соотношением (4) зависимость акустоэдс от продольного поля  $E$  существенно нелинейна.

Импульсы  $E$ ,  $j$ ,  $E_{\perp}$ , а также зависимости  $j(E)$  и  $j(E_{\perp})$  показаны на рис. 4. Рассмотрим импульс  $j(t)$  во временном интервале, когда продольное напряжение постоянно, т.е. представляет собой плоскую вершину импульса задающего сигнала. Сначала (при  $t < \tau_r$ ) ток не зависит от времени. Затем (при  $t \approx \tau_r$ ) по мере уменьшения электросопротивления образца в процессе перехода в режим генерации фононов ток растет. После завершения перехода в нелинейный режим ( $t > \tau_r$ ) ток вновь становится постоянным (рис. 4). Поперечное напряжение так же, как и ток, не зависит от времени при  $\tau_i < t < \tau_r$ . По мере перехода в режим генерации фононов (при  $t \approx \tau_r$ ) включается

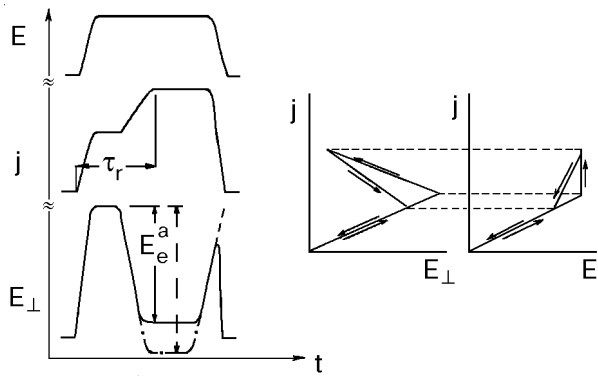


Рис. 4. Схематическое изображение импульсов электрических сигналов, а также вольт-амперных характеристик.

и увеличивается электронная акустоэдс, что в соответствии с формулой (6) приводит к уменьшению  $E_{\perp}$ . После завершения перехода в нелинейный режим ( $t > \tau_r$ ) поперечное напряжение вновь перестает зависеть от времени ( $E_e^a = \text{const}$ ). Когда задающее напряжение  $E$  начинает уменьшаться (рис. 4, задний фронт импульса), акустоэдс  $E_e^a$  уменьшается быстрее, чем линейное по  $E$  слагаемое в формуле (6). В результате поперечное напряжение  $E_{\perp}$  увеличивается, формируя пик на заднем фронте импульса. После перехода из нелинейного режима в линейный (при дальнейшем уменьшении продольного напряжения) акустоэдс обращается в нуль и  $E_{\perp}$  уменьшается пропорционально  $E$  (см. формулу (6) и рис. 4).

На схематическом изображении сигнала поперечного напряжения  $E_{\perp}$  (рис. 4) вертикальной стрелкой показана электронная акустоэдс  $E_e^a$ . Графически акустоэдс измеряется как разность двух значений поперечного напряжения. Первое соответствует моменту уменьшения поперечного напряжения при начале перехода образца в режим генерации фононов. Второе соответствует завершению перехода, о чем свидетельствует максимальная величина тока через образец. Напомним, что именно таким образом определялась акустоэдс по экспериментальным осциллограммам.

Путем сравнения схематических импульсов  $E$ ,  $j$  и  $E_{\perp}$  на том же рис. 4 построены вольт-амперные характеристики  $j(E)$ ,  $j(E_{\perp})$ . Зависимость  $j(E_{\perp})$  содержит участки с отрицательной дифференциальной проводимостью [6].

Сопоставим схемы на рис. 4 с экспериментальными данными на рис. 1 и 2. Качественное согласие феноменологического рассмотрения с экспериментом не вызывает сомнения (мы не обсуждаем здесь акустоэлектрические колебания, наблюдаемые в эксперименте [5]). При этом аналогия более глубокая, чем число иллюстративное сходст-

во. В самом деле, из формулы (6) следует возможность изменения знака поперечного напряжения при переходе в режим генерации фононов (штрих-пунктир на рис. 4). Данная возможность, как видно из (6), в рассмотренных условиях более вероятна для направления магнитного поля  $-\mathbf{H}$ , чем для направления  $+\mathbf{H}$ : при направлении  $-\mathbf{H}$  относительно мало линейное по  $E$  слагаемое в (6). Сказанное в точности соответствует эксперименту (см. рис. 2, а, з): для направления  $-\mathbf{H}$  при включении акустоэдс наблюдается изменение знака поперечного напряжения (рис. 2, а). Для  $+\mathbf{H}$  и данного значения задающего продольного напряжения знак поперечного напряжения все еще не меняется (рис. 2, з).

В проведенном рассмотрении не обсуждалось возможное влияние так называемого эффекта «послезвучания» на величину максимума поперечного напряжения, который соответствует заднему фронту импульса задающего напряжения (рис. 4). Эффект «послезвучания» состоит в том, что при достаточно резком уменьшении внешнего электрического поля, значение которого первоначально соответствует сверхзвуковому дрейфу носителей заряда, на образце можно зарегистрировать разность потенциалов, связанную с увлечением электронов ранее возбужденными фононами. В частности, фонон-электронное увлечение должно сформировать дополнительную поперечную эдс, которая, складываясь с пиком напряжения на заднем фронте импульса, может увеличить высоту пика [6] (начальный участок возможного «суммарного» пика показан на рис. 4 пунктиром). Ясно, что, с одной стороны, высота пика должна быть тем больше, чем больше концентрация неравновесных фононов (т.е. акустоэдс, см. (5)). С другой стороны, достаточно большой акустоэдс может соответствовать высокая частота фонон-электронных столкновений, что затрудняет формирование пика «послезвучания». В результате сочетание этих двух факторов определяет высоту наблюдаемых экспериментальных пиков (рис. 2).

Рассмотрим вопрос о влиянии магнитного поля на акустоэдс. Прежде всего отметим, что, как следует из формулы (4), относительное изменение акустоэдс должно быть порядка относительного изменения мощности, вводимой в электронную систему. Экспериментальное подтверждение этого представлено на рис. 3, где показаны зависимости этих величин от магнитного поля. Нужно, однако, указать, что на рис. 3 мощность  $P$  вычислялась по эмпирической формуле (см. выше). Поэтому следует убедиться, что формула

адекватна правильному физическому соотношению. Сделаем это.

Возникновение в образце поперечного поля  $E_{\perp}$  из-за разности концентраций электронов и дырок, а также под влиянием электронной акустоэдс приводит к выражению для удельной мощности

$$W \equiv (n_e e \mu_e^H + n_h e \mu_h^H)(E^2 + E_{\perp}^2), \quad (7)$$

где величина  $E_{\perp}$  определяется формулой (6). Полагая  $n_e \simeq n_h$ ,  $\mu_e^H \simeq \mu_h^H$ ,  $(\mu_e^0 H/c)^{-1} \simeq \Delta n/n$ ,  $E_e^a \leq E$ , получаем

$$W \equiv E^2 / \rho_H^I, \quad (8)$$

$\rho_H^I$  — линейное удельное магнитосопротивление образца. Вычисления мощности с помощью эмпирической формулы и формулы (8) по данным на рис. 1 приводят к величинам одного порядка (отличие примерно в 2,7 раза). Поэтому можно считать, что удобная эмпирическая формула, которая была использована выше, пригодна для оценок.

Известно, что в сильном магнитном поле плотность состояний квантуется и непрерывный электронный спектр разбивается на подзоны (подзоны Ландау). Каждый раз, когда дно подзоны Ландау пересекает уровень Ферми, плотность электронных состояний на поверхности Ферми максимальна. По этой причине частота электронных столкновений также максимальна и, следовательно, поперечное ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$ ) магнитосопротивление имеет минимум [14]. Максимальной плотности электронных состояний на поверхности Ферми должна также соответствовать максимальная частота фонон-электронных столкновений  $a_q = \tau_{pe}^{-1}$  и, следовательно, максимальная акустоэдс (см. (5)).

Как уже упоминалось, квантовый предел по магнитному полю в висмуте для  $\mathbf{H} \parallel C_1$  реализуется при  $H \simeq 10$  кЭ. Данное обстоятельство связано с малым значением энергии Ферми  $\epsilon_F \simeq 10^{-14}$  эрг и малыми циклотронными массами  $m_e^* \simeq 10^{-2} m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона). В квантовом пределе количество уровней Ландау, лежащих ниже энергии Ферми, порядка единицы, а их заселенность относительно велика. Поэтому осцилляции в магнитном поле числа электронных состояний на поверхности Ферми также относительно велики. Следовательно, зависимость  $E_e^a(H)$  должна быть существенно немонотонной. Сказанное иллюстрируется на рис. 3, на котором макси-

мум и минимум поперечного магнитосопротивления наблюдаются одновременно с минимумом и максимумом акустоэдс. Минимум  $\rho_{xx}$  вблизи  $H = 28,2$  кЭ связан с прохождением через уровень Ферми электронных подзон Ландау  $0^+$ ,  $1^-$ , т.е. является последним электронным минимумом. Следующие два осцилляционных минимума магнитосопротивления при  $H = 35,3$  и  $52,6$  кЭ связаны с дырочными уровнями  $M = 7^{\pm}$  и  $M = 6^{\pm}$  [11,15], знаки «+» и «-» соответствуют двум проекциям спина.

Итак, в настоящей работе впервые наблюдалась немонотонная зависимость акустоэдс от магнитного поля, связанная с осцилляциями скорости электрон-фононной генерации  $\partial N_q / \partial t \sim a_q N_q^{(1)}$  в функции  $H$ . В идейном плане к данному исследованию примыкают работы [5,16]. В [16] квантовые осцилляции в магнитном поле прохождения звука через кристалл висмута ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{q}$ ,  $\mathbf{q}$  — волновой вектор звука) инвертировались после перехода образца в режим генерации фононов ( $cE/H > s$ ,  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ ): минимум прохождения сменялся максимумом и наоборот. В [5] с помощью  $j$ - $E$  характеристик висмута, измеренных в поперечном магнитном поле, феноменологически вычислялся коэффициент генерации фононов  $\Gamma$  в функции магнитного поля. В результате была получена немонотонная зависимость  $\Gamma(H)$  (см. (5)). При этом максимумы коэффициента генерации соответствовали минимумам магнитосопротивления.

1. В. И. Пустовойт, *УФН* **97**, 257 (1969).
2. H. Kuzmany, *Phys. Status Solidi* **A25**, 9 (1974).
3. L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 4 (1962).
4. T. Yamada, *J. Phys. Soc. Jpn.* **20**, 1647 (1965).
5. Ю. А. Богод, *ФНТ* **8**, 787 (1982).
6. Yu. A. Bogod and P. Finkel, *Phys. Rev.* **B51**, 16568 (1995).
7. K. Walter, *Phys. Rev.* **174**, 782 (1968).
8. Ю. А. Богод, Д. В. Гицу, А. Д. Грозав, *ЖЭТФ* **84**, 2194 (1983).
9. A. Wenreich, *Phys. Rev.* **107**, 317 (1957).
10. H. Ozaki and N. Mikoshiba, *J. Phys. Soc. Jpn.* **21**, 2486 (1966).
11. В. С. Эдельман, *УФН* **123**, 257 (1977).
12. S. J. Miyake and R. Kubo, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 82 (1962).
13. J. E. Aubrey, *J. Phys. F: Metal Phys.* **1**, 493 (1971).
14. E. Adams and T. Holstein, *J. Phys. Chem. Solids* **10**, 254 (1959).
15. G. E. Smith, G. A. Baraff, and J. H. Rowell, *Phys. Rev.* **A135**, 1118 (1964).
16. K. Walter, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 642 (1965).

---

## Generation of nonequilibrium phonons in bismuth in the quantizing magnetic field

Yu. A. Bogod

The voltage of single crystal Bi is investigated in the direction  $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$  ( $E_{\perp}$  is the transverse voltage) in strong crossed electric  $\mathbf{E}$  and magnetic  $\mathbf{H}$  fields under the condition of phonon generation. The information has been derived about the electronic acousto-emf  $E_{\phi}^a$  of Bi responsible for the regions of

negative differential conductivity in the current-voltage characteristics  $j-E_{\perp}$ . The acousto-emf is measured as an absolute value of the transverse voltage difference before and after the sample changes into the phonon generation condition. The dependence of the acousto-emf upon the quantizing magnetic field is found to be nonmonotonous. This is attributed to the oscillation of the electron-phonon generation rate  $\partial N_{\mathbf{q}}/\partial t$  in the magnetic field, or, in other words, to the oscillations of the phonon-electron collision frequency  $\tau_{pe}^{-1}$ .