

ГАЛЬВАНМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ВИСМУТЕ

В. Н. Копылов

Наблюдено распространение гальваномагнитных волн в висмуте, предсказанных Морозовым и Шубиным в 1964 г. [1].

В экспериментах исследовалось прохождение сигнала звуковой частоты через образец висмута при одновременном пропускании постоянного тока.

Монокристалл висмута выращивался по методу Чохральского. Средняя площадь сечения образца составляла $2,2 \text{ см}^2$. К верхней и нижней части образца припаивались сверхпроводящие токоподводы. В верхней части образца (на боковой поверхности) и на нижнем торце образца располагались катушки, окруженные свинцовыми экранами. Любая из этих катушек, могла служить приемной, тогда другая была передающей. Сигнал с приемной катушки через широкополосный усилитель и синхродетектор подавался на вход самописца.

Передающая катушка подключалась к звуковому генератору, частота которого могла меняться с заданной скоростью.

На рис. 1 показаны записи выходного сигнала при разных температурах гелиевой ванны. Постоянный ток через образец I составлял 30 А . Плюс источника присоединялся к верхнему токоподводу, а передающей катушкой служила нижняя.

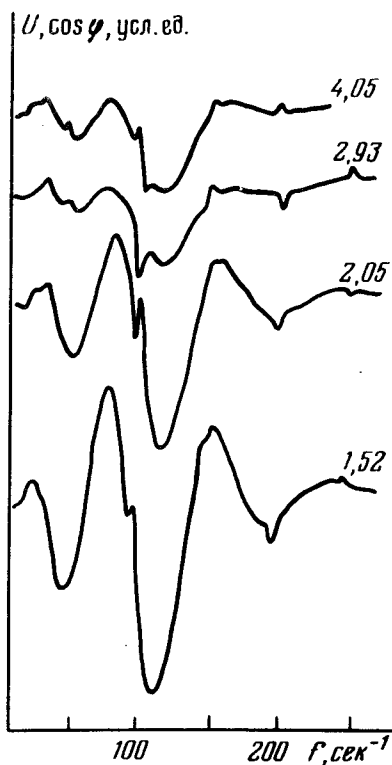


Рис. 1. Зависимость выходного сигнала от частоты при различных температурах гелиевой ванны, указанных числами у кривых в К.

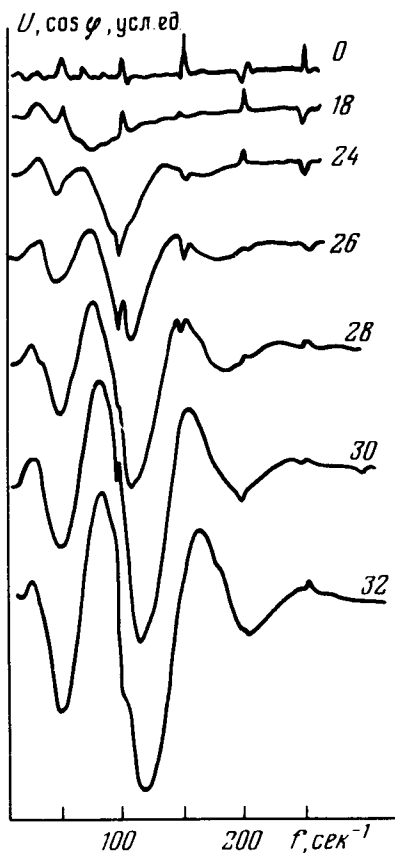


Рис.2. Частотная зависимость сигнала при разных токах через образец указанных числами у кривых в А. $T = 1,4\text{ К}$

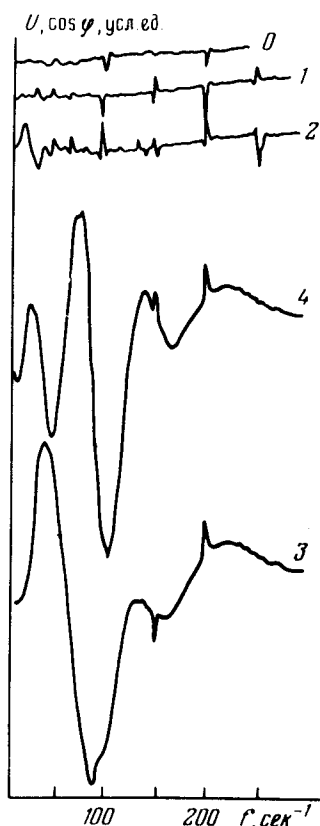


Рис.3. Сигнал при различных направлениях распространения сигнала и тока через образец. Кривая 0 — $I = 0$. Кривые 1 — 4 — $I = 25\text{ А}$, $T = 1,4\text{ К}$

Видно, что с понижением температуры растет амплитуда осциллирующего сигнала и осцилляции видны до более высоких частот. При этом период осцилляций по частоте слабо зависит как от частоты, так и от температуры гелиевой ванны.

На рис. 2 показаны частотные зависимости сигнала при разных I , при этом схема подключения образца к источнику и катушек оставалась той же.

Видно, что с увеличением I амплитуда сигнала растет и момент исчезновения сигнала отодвигается вверх по частоте. Кроме того, с ростом I увеличивается период осцилляций и их число.

На рис. 3 показаны записи сигнала при различных возможных способах подсоединения образца к источнику постоянного тока и катушек к усилителю и генератору.

Кривая 0 соответствует случаю, когда ток через образец отсутствует. Эта кривая с точностью до шумов одинакова для обоих случаев, т. е. когда передающей катушкой служили либо верхняя, либо нижняя.

Кривые 1, 3 соответствуют случаю, когда плюс источника постоянного тока подключался к нижнему концу образца, при этом для кривой 1 передающей катушкой служила нижняя, а для кривой 3 — верхняя. При записи кривых 2, 4 плюс источника подсоединялся к верхнему токопроводу, но для кривой 2 передающей катушкой служила верхняя, а для кривой 4 — нижняя.

Из этих кривых видно, что сигнал регистрируется в приемной катушке при двух способах подсоединения катушек и образца из четырех возможных.

Вывод, который следует из этих записей, состоит в том, что сигнал распространяется по образцу только против направления тока через образец (от минуса к плюсу), т. е. распространение сигнала оказывается несимметричным. Наличие осцилляций естественно связать с распространением низкочастотных слабозатухающих электромагнитных волн в образце. При изменении длины волны фаза сигнала в приемной катушке меняется, что приводит к появлению осциллирующего напряжения на выходе синхродетектора. Единственными волнами, которые на наш взгляд могут распространяться в наших условиях, являются волны, предсказанные теоретически в [1].

В отсутствие внешнего магнитного поля мы будем называть их гальваномагнитными (ГМВ), так как возможность их распространения обусловлена эффектом Холла, приводящим к взаимодействию постоянного тока текущего через образец и магнитного поля волны. Закон дисперсии ГМВ получается из совместного решения уравнений Максвелла и материального уравнения и согласно [1] имеет вид

$$\omega \equiv \omega_1 + i\omega_2 = (jk) / ne - i\rho c^2 k^2 / 4\pi, \quad (1)$$

где ω — круговая частота, c — скорость света в вакууме, j — плотность постоянного тока, k — волновой вектор, n — плотность носителей, e — заряд носителей, ρ — удельное сопротивление. В случае двух сортов носителей действительная часть закона дисперсии имеет вид

$$((j_1/n_1 e_1 + j_2/n_2 e_2)k) = ((v_1 + v_2)k),$$

где индексы 1 и 2 относятся к разным носителям, v — дрейфовая скорость носителей.

Если носители имеют разные знаки и одинаковые концентрации, но разные подвижности действительная часть закона дисперсии отлична от 0, что делает возможным наблюдение таких волн в В_i, где согласно [2] подвижность электронов при гелиевых температурах на порядок превышает подвижность дырок, поэтому вклад последних мы учитывать не будем. Интересно оценить действительную и мнимую часть закона дисперсии по формуле (1), исходя из наших экспериментальных условий. Длина волны может быть сделана порядка размера образца, — отсюда положим $k = 3 \text{ см}^{-1}$, $v = 280 \text{ см/сек}$, $\rho = 10^{-19} \text{ ед. CGSE}$ [3], тогда получим $\omega_1 = 830 \text{ сек}^{-1}$; $\omega_2 = -100 \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, возможно распространение волн с частотами порядка 100 гц. Результаты, представленные на рис. 2 показывают, что с увеличением тока фаза сигнала $\phi = kr$ (при фиксированной частоте) уменьшается, примерно обрат-

но пропорционально току, что является непосредственным подтверждением закона дисперсии.

По кривым рис. 2, соответствующим токам 30 и 24А, удалось рассчитать скорости волны, которые оказались равными 250 и 207 см/сек, соответственно. Оценки дрейфовой скорости электронов дают 280 и 225 см/сек, соответственно. Хорошее количественное согласие этих оценок является на наш взгляд сильным аргументом в пользу правильности интерпретации явления. Другим важным аргументом является одностороннее распространение волн, которые в наших условиях движутся в ту же сторону, что и носители переносящие большую часть тока в полном согласии с предсказаниями теории.

Тот факт, что при понижении температуры амплитуда сигнала растет, а фаза практически не меняется (рис. 1), связан с тем очевидным обстоятельством, что в соответствии с предсказаниями теории мнимая часть содержит ρ , уменьшающееся с понижением температуры, а действительная от температуры не зависит.

Совокупность наблюдаемых закономерностей однозначно доказывает, что наблюдается распространение волн нового типа — гальваномагнитных волн, существенное отличие которых от волн наблюдавшихся ранее в присутствии дрейфа носителей в висмуте [5] состоит в том, что гальваномагнитные волны как и недавно обнаруженные термомагнитные волны [6] могут распространяться в металле в отсутствие внешнего магнитного поля.

Автор глубоко благодарен Е.Д.Вольскому за полезное обсуждение и И.Н.Жиляеву за предоставление образца.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 ноября 1978 г.

Литература

- [1] А.И.Морозов, А.П.Шубин. ЖЭТФ, **46**, 710, 1964.
- [2] Л.Э.Гуревич, И.В.Иоффе. ЖЭТФ, **58**, 2047, 1970.
- [3] R. Hartman. Phys. Rev., **181**, 1070, 1969.
- [4] В.Н.Копылов, Л.Н.Межов-Деглин. ЖЭТФ, **65**, 720, 1973.
- [5] D.J. Bartelink. Phys. Rev. Lett., **16**, 510, 1966; Phys. Rev. B1, 1107, 1970.
- [6] В.Н.Копылов. Письма в ЖЭТФ, **28**, 131, 1978.