

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ХОЛЛОВСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В МЕТАЛЛАХ

Direct current Hall effect measurements in metals require high current densities and are accompanied with substantial thermal voltages generated by unavoidable longitudinal temperature drop. These voltages have effect upon relatively weak Hall signal, resulting in noticeable changes in measured values. Thermoelectromotive contribution has been experimentally estimated using thin brass strip and three-point contact structure to adjust microvoltmeter to zero level. Thermal voltage was found to be about 60 percent of total lateral voltage at $1,5 \cdot 10^7$ A/m² current density. It is therefore preferably to enhance magnetic field strength instead current increasing to bring down thermal component in Hall effect studies of a metal sample.

Измерения на основе эффекта Холла широко применяются для исследования металлов, полупроводниковых материалов и диэлектриков [1, 2]. Исследование металлов с применением эффекта Холла в классической постановке эксперимента с питанием образца постоянным током и с приложением постоянного магнитного поля затруднено из-за чрезвычайно низкого уровня поперечной разности потенциалов (порядка долей микровольта). Тем не менее использование такой схемы измерений является преимущественным из-за технической простоты и наглядности результатов измерений. СВЧ-методы исследования металлов применимы для ограниченного диапазона параметров образца, требуют применения сложных расчетных формул и экспериментального определения многих дополнительных данных [3].

Измерительные схемы по методу постоянного тока начали применяться с появлением высокочувствительной аппаратуры. С помощью высокочувствительного гальванометра была измерена поперечная ЭДС Холла в золоте [4] и в никель-кобальтовых сплавах [5]. В дальнейшем для высокочувствительных измерений Холла в металлах стали применять потенциометры, которые обеспечивают высокую точность [6,7]. В последнее время, однако, потенциометры вытесняются электронными измерителями, имеющими превосходство по чувствительности, простоте отсчета показаний прибора и входному сопротивлению.

Основными побочными эффектами, влияющими на чувствительность измерений металлических образцов, являются асимметрия измерительных выводов, а также появление термоЭДС из-за неизбежных перепадов температуры в образце вследствие выделения джоулева тепла и неравномерного охлаждения. В работе [8] приводится оценка вклада термоЭДС в величину поперечной разности потенциалов при холловских измерениях в металлах, однако без учета распределения температуры по образцу.

Решение уравнения теплопроводности для условий стационарного омического нагрева протяженного образца при поддержании постоянной температуры на его торцах дает выражение для оценки продольного перепада температуры:

$$\Delta T = \frac{j^2 l^2}{8\lambda\sigma}, \quad (1)$$

где j – плотность тока через образец; l – длина образца; σ и λ – коэффициенты удельной электропроводности и теплопроводности материала образца. При стационарном нагреве без учета конвективного охлаждения температурный профиль симметричен относительно поперечной оси образца. Расчеты по формуле (1) показывают, что при плотности тока $\sim 10^8$ А/м² в образце из меди длиной ~ 100 мм возникает перепад температуры $\sim 10^2$ К. Асимметричную составляющую регистрируемого сигнала можно уменьшить с помощью целого ряда способов [9], включая использование компенсационных схем, встроенных непосредственно в измерительный прибор. Однако тепловые эффекты на том участке образца, где расположены измерительные выводы, могут существенно повлиять на величину регистрируемого сигнала, так как термоЭДС зависит от геометрии расположения и способа присоединения измерительных выводов и материала образца. Наряду с этим возникновение продольного и поперечного градиентов температуры может значительно повлиять на температурную разрешающую способность холловских измерений. В данной работе экспериментально оценивается вклад тепловых эффектов и их влияние на величину регистрируемого сигнала для образца с паяными измерительными выводами.

Схема измерений представлена на рис. 1. Напряжение термоЭДС и поперечное напряжение в образце измерялись многопредельным микровольтметром Ф136 с изолированными входами. Цена деления прибора 100 нВ на нижнем пределе. В качестве образца применялась латунная полоска (сплав Л63) толщиной 0,2 мм, шириной 10 мм и длиной 100 мм.

Соединение с резистором и микровольтметром обеспечивалось медными проводами, которые припаивались к боковому краю полоски. Для определения продольного перепада температуры к боковому краю полоски припаивались два дополнительных вывода, расстояние между которыми составляло 2 см. Удельная термоЭДС в соединении образец – припой – соединительные провода определялась по напряжению между выводами, возникающему при температуре плавления припоя. Величина удельной термоЭДС составила 2,5 мкВ/К. Питание образца обеспечивалось от регулируемого выпрямителя, рассчитанного на выходной ток 50 А. Образец помещался в зазор постоянного магнита, создающего магнитное поле с индукцией 0,12 Тл. Площадь поперечного сечения магнита 23x23 мм². Для компенсации падения напряжения, вызванного асимметрией измерительных выводов, применялась мостовая трехконтактная схема с переменным резистором [9]. Расстояние между парой контактов, соединенных с резистором, составляло 3 мм. Указатель шкалы вольтметра устанавливался на ноль с помощью резистора при величине тока через образец 10 А.

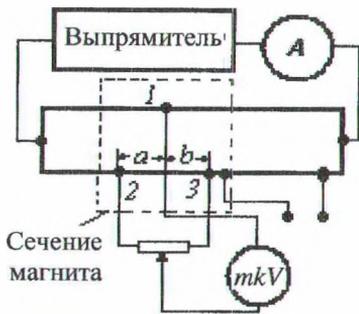


Рис. 1. Схема измерений: пунктиром показано поперечное сечение магнита; 1, 2 и 3 – места присоединения измерительных выводов

На рис. 2 представлена зависимость поперечного напряжения от тока через образец.

При отсутствии магнитного поля наблюдается увеличение поперечного напряжения, которое обусловлено, очевидно, возрастанием термоЭДС с ростом продольного градиента температуры. Причиной наблюдаемого хода зависимости, очевидно, является увеличение термоЭДС между местами присоединения контактов (1 и 2, 1 и 3). ТермоЭДС прямо пропорционально зависит от величины перепадов температуры между местами паек 1–2 и 1–3 (рис. 1), которые, в свою очередь, примерно пропорциональны квадрату плотности тока и квадратам расстояний a и b между эквипотенциальными линиями точек паек 1, 2 и 3. С другой стороны, омическое падение напряжения пропорционально расстояниям a и b . Это при-

водит к нарушению балансировки мостовой схемы и к появлению напряжения, которое регистрируется прибором.

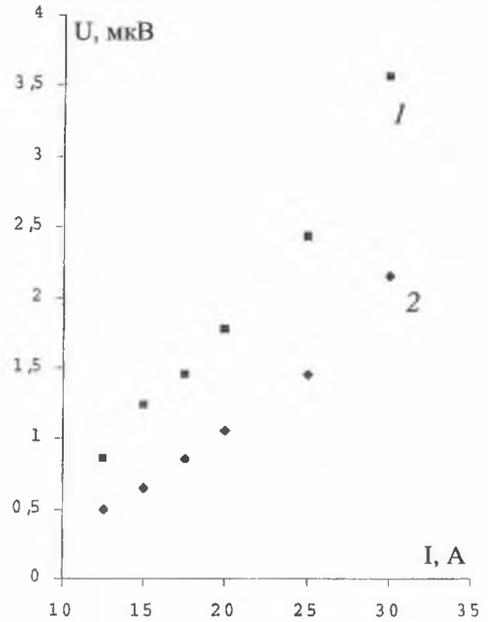


Рис. 2. Зависимости поперечной разности потенциалов (U) от тока через образец (I):
1 – образец во внешнем поле $B = 0,12$ Тл;
2 – поле отсутствует

При помещении образца в магнитное поле величина регистрируемого сигнала возрастает. Наблюдаемое увеличение сигнала при воздействии магнитного поля наряду с ЭДС Холла может быть обусловлено побочными эффектами. ЭДС термогальваномагнитных эффектов в металлических образцах согласно оценкам по формулам в [10,11] оказываются пренебрежимо малыми и слабо влияют на величину измеряемого сигнала. Вклад ЭДС поперечного гальванотермомагнитного эффекта, обусловленного различным выделением тепла на противоположных краях образца в результате взаимодействия высокоэнергетичных электронов с решеткой, составляет $(e\alpha/6k) \sim 10^{-2}$, где e – заряд электрона; α – удельная термоЭДС соединения образец – припой – провод; k – постоянная Больцмана. Такого же порядка оказываются вклад ЭДС термогальваномагнитного эффекта, возникающей из-за формирования встречных потоков электронов под действием продольного градиента температуры, и ЭДС магниторезистивного эффекта. Величиной ЭДС поперечного электротермического эффекта можно пренебречь из-за малости тока через контакты измерительных выводов вследствие высокого входного сопротивления микровольтметра. Таким образом, различие зависимостей обусловлено, главным

образом, ЭДС Холла. Оценки с использованием полученных данных показывают, что постоянная Холла составляет около $10^{-10} \text{ м}^3/\text{Кл}$, а концентрация электронов в образце $\sim 6,5 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$. Вклад термоЭДС в величину поперечного напряжения составляет примерно 60% при плотности тока $1,5 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$.

На рис. 3 представлена зависимость продольного перепада температуры ($T_c - T$) от тока через образец (T_c – температура вблизи геометрического центра полоски). Величина $\Delta T = T_c - T$ нелинейно возрастает с увеличением тока через образец. Зависимость перепада температуры от тока заметно отличается от квадратичной, которую следует ожидать для стационарной теплопередачи, обусловленной только теплопроводностью. Причиной наблюдаемой зависимости очевидно является влияние конвективного охлаждения образца, которое приводит к уменьшению перепада температуры и термоЭДС. Оценки с использованием полученной зависимости в предположении линейного профиля температуры показывают, что разность температуры между парой боковых измерительных контактов 2 и 3 составляет примерно 1,5 К при величине плотности тока $\sim 10^7 \text{ А/м}^2$.

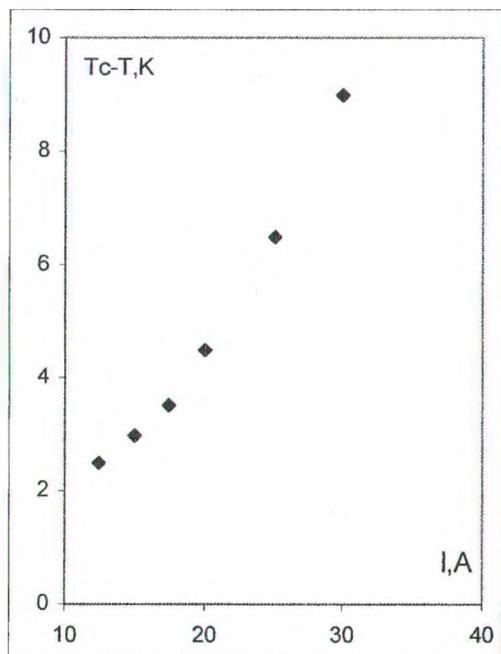


Рис. 3. Зависимость продольного перепада температуры от тока через образец

На результат холловских измерений в металлах, таким образом, существенное влияние оказывают неизбежное появление продольного градиента температуры вследствие выделения джоулева тепла в объеме образца, а также его конвективное охлаждение. Чтобы снизить влияние термоЭДС на величину регистрируемой поперечной разности потенциалов, следует обеспечить расположение контактов, наиболее близкое к симметричному относительно поперечной оси образца.

Для повышения точности измерений также целесообразно ограничить плотность тока через образец на уровне $\sim 10^7 \text{ А/м}^2$, а величину холловского сигнала следует повышать за счет усиления напряженности магнитного поля в области расположения измерительных контактов.

Литература

1. J. C. Chervin, E. Kaminska et al. Determination of the effective mass of GaN from infrared reflectivity and Hall effect. – Appl. Phys. Lett. – 1996. – V. 68. – P. 1114–1116.
2. R. C. Glass, B. R. Stoner et al. Hall effect measurements on boron-doped, highly oriented diamond films grown on silicon via microwave plasma chemical vapor deposition. – Appl. Phys. Lett. – 1993. – V. 62. – P. 2347–2349.
3. Merrill J. R. Galvanomagnetic studies in metals by means of helicon-like waves — «Phys. Rev.» – 1978. – V. 166, № 3, – P. 716–722.
4. Hall E. H. On a new action of the magnet on electric currents. – Amer. J. Sci.» – 1880. – V. 19, № 111. – P. 200–205.
5. Foner S., Pugh E. Д1. Hall effects of the cobalt nickel alloys and armco iron. – Phys. Rev.» – 1953. – V. 91, № 1. – P. 20–27.
6. Putley E. H. A simple apparatus for recording the variation of Hall coefficient with temperature. – «J. Sci. Instrum.» – 1956. – V. 33, № 4. – P. 164.
7. Santoro G., Dolloff R. T. Hall coefficient of tantalum carbide as a function of carbon content and temperature. – «J. Appl. Phys.» – 1968. – V. 3, № 5. – P. 2293–2296.
8. Hurd C. M. The accurate determination of the Hall coefficient of a metal. – «J. Sci. Instrum.» – 1965. – V. 42, № 7. – P. 465–469.
9. Богомолов В. Н. Устройства с датчиками Холла и датчиками магнитосопротивления. – М.; Л.: Госэнергоиздат, 1961. – 165 с.
10. Цидильковский И. М. Терромагнитные явления. – М.: Физматгиз, 1960. – 281 с.
11. Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы. – М.; Л.; Изд-во АН СССР, 1960. – 230 с.