

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ ОВЕРХАУЗЕРОВСКОГО КОМПОНЕНТНОГО МАГНИТОМЕТРА

В.А Сапунов, А.Ю. Денисов, Д.В. Савельев
(Лаборатория квантовой магнитометрии УГТУ-УПИ)

Аннотация

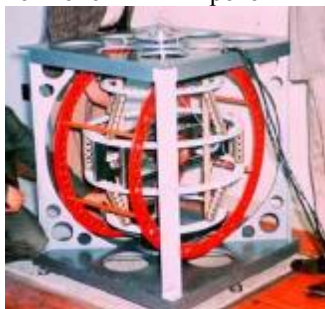
Обсуждается перспективность развития и возможные технические параметры компонентных магнитометров на основе абсолютных Оверхаузеровских магнитометров. Представлен обзор современных dIdD и DI протонных и Оверхаузеровских магнитометров, находящих расширяющееся применение на магнитных обсерваториях и системах сейсмовулканического мониторинга, учитывая возможность совмещенного измерения вариаций и абсолютных величин компонент XYZ и одновременного измерения модуля геомагнитного поля. Представлены результаты по теоретическому расчету компонентного протонного магнитометра с циклированием подмагничивающего поля, в частности, по оптимизации величины подмагничивающего поля и анализу случайных и систематических погрешностей измерения. Представлен технический проект геологоразведочного Оверхаузеровского ZTH магнитометра, основанного на малогабаритном Оверхаузеровском компонентном датчике с магнитной системой на основе соленоида Гаррета, установленными на теодолит ЗТ2КП.

1. Введение и краткий обзор протонных компонентных магнитометров

В настоящее время измерение вариаций и абсолютных значений компонент геомагнитного поля являются хорошо решенной задачей, по крайней мере, для стационарных условий типа магнитных обсерваторий и постоянных пунктов систем сейсмо- и вулканологических наблюдений. Наиболее распространены магнитомеханические вариационные системы Боброва и феррозондовые магнитометры, имеющие вариационную чувствительность вплоть до единиц пикотесл при долговременной стабильности порядка нТл в год и температурном дрейфе около долей единиц нТл на градус. Хорошо отработаны методы абсолютных измерений как модуля поля, так и абсолютных значений компонент, основанные на применении высокоточных немагнитных теодолитов с нуль-индикатором феррозондового типа [1]. Точность угловых измерений достигает около десяти угловых секунд, что, в сочетании с применением протонных, а в настоящее время Оверхаузеровских абсолютных магнитометров, позволяет проводить абсолютные измерения компонент геомагнитного поля и определять базовую линию вариометров с точностью порядка единиц нТл [2], что уже находится на пределе возрастающих требований. При этом

данные методы наблюдений и калибровки требуют работы квалифицированных научных сотрудников с одной стороны, а с другой стороны стоит задача создания автономных пунктов наблюдений геомагнитного поля. Также имеется потребность полевых геологоразведочных измерений компонент магнитного поля Земли, которая требует создания высокоточных полевых вариационных станций и переносных магнитометров с достаточно простой процедурой измерений.

Вышеизложенное, очевидно, стимулировало возобновление интереса к компонентным измерителям, основанным на абсолютных скалярных магнитометрах, например, протонного типа. Данный вид аппаратуры появился практически одновременно с открытием метода ядерного магнитного резонанса и известен с 60-х годов [1, 3-9]. Принцип действия этих приборов заключается в создании известного или вычисляемого из процедуры измерения подмагничивающего поля, которое определяет направление для измеряемой компоненты. Основным недостатком компонентных протонных ЯМР магнитометров является значительный размер магнитных систем, составляющих величину порядка метра, что обусловлено высокими требованиями к градиенту подмагничивающего поля и значительными размерами протонных датчиков.



На фотографии представлен пример такой системы.

Начиная с 90-х годов, в области протонных магнитометров достигнут существенный прогресс, основанный на применении эффекта Оверхаузера (динамическая поляризация ядер), который заключается в многократном (100 и более) увеличении сигнала протонной прецессии, что обеспечило возрастание чувствительности протонных магнитометров, уменьшению

размеров протонных датчиков и, как следствие, позволило уменьшить габариты подмагничивающих систем компонентных магнитометров.

Наибольших успехов в создании и внедрении в обсерваторской практике Оверхаузеровских компонентных магнитометров достигнут фирмой GEM System (Канада). На фотографии показана сферическая система данного магнитометра, разработанная в Институте Геофизики Будапешта (9 перпендикулярных колец на сфере 30 см, разработчик Eotvos L) и один из её



соавторов Л. Негумегі [10]. Аналогичная разработка была сделана Г.К. Жировым и В.П. Паком на основе колец Браунбека (магнитометр МК-2, размер магнитной системы 28 см) с использованием Оверхаузеровского датчика OS-2, разработанного НИЛ квантовой магнитометрии УГТУ-УПИ. Магнитометры МК-2 используются на ряде сейсмологических полигонов и показали сопоставимые с GEM параметры (например, по чувствительности измерения компонент до 0,03- 0,1 нТл).



Метрологические свойства протонных компонентных магнитометров настолько высоки, что одной из основных проблем является стабильность установки (фиксации) магнитной системы на пилларе в магнитной обсерватории или штативе в полевых условиях. Для решения этой задачи, учитывая малогабаритность Оверхаузеровских датчиков, GEM System применил достаточно известный способ карданового отвеса. Прибор показан на фотографии (размер сферической магнитной системы $\varnothing 20$ см, 12 перпендикулярных колец, разработка Института Геофизики Будапешта). Заявлен дрейф 0,1 нТл/°С (в пять раз меньше лучших феррозондовых

магнитометров) и стабильность измерения компонент геомагнитного поля меньше 2 нТл/год.

Следует упомянуть, что в качестве скалярных измерителей, помимо протонных, используются квантовые магнитометры на оптической ориентации атомов, в частности на атомах цезия, гелия и калия. В этом направлении работ имеются некоторые проблемы, в частности, наименее перспективен цезиевый магнитометр, учитывая его большие абсолютные погрешности (до 20 нТл). Наиболее интересен магнитометр на парах калия, разрабатываемый в ГОИ (С-Петербург) под руководством академика Е.Б. Александрова [11]. Данный прибор имеет рекордную субпикотесловую чувствительность при быстродайствии до 10 изм./сек. и абсолютную точность по модулю поля на уровне десятых долей нТл. Единственным недостатком данного вида приборов, который может ограничивать его использование на автономных вариационных станциях и при полевых работах, является достаточно большое энергопотребление порядка десятков Ватт, в то время как Оверхаузеровские магнитометры характеризуются энергопотреблением на уровне единиц Вт при меньшем быстродайствии (3-10 сек) и чувствительности до 0,01 нТл.

В настоящее время НИЛ квантовой магнитометрии УГТУ-УПИ ведет разработку компонентного Оверхаузеровского магнитометра, что во многом стимулировано наличием заказа АК «АЛРОСА» на полевой геологоразведочный магнитометр вертикальной компоненты геомагнитного поля. Стимулом также является возможность создавать специализированные малогабаритные Оверхаузеровские датчики, обеспечивающие конкурентоспособность с уже созданными приборами. При этом используется оригинальное рабочее вещество [12] с ресурсом работоспособности, многократно превосходящим ресурс датчиков GEM и датчиков на оптической накачке, что исключит необходимость разборки и повторной юстировки подмагничивающей системы компактного исполнения.

2. Метод измерения компоненты магнитного поля на основе коммутируемого подмагничивающего поля

Известен ряд методов для измерения проекции геомагнитного поля с помощью протонных (скалярных в общем случае) магнитометров. В настоящее время наиболее распространенным и наиболее перспективным является метод трех измерений, а именно - измерение трех модулей магнитного поля при вспомогательном (подмагничивающем) поле \mathbf{V} , направленном в одном направлении, в противоположном направлении $-\mathbf{V}$ (переключение тока) и измерение в отсутствии подмагничивающего поля. Векторная схема для коммутационного метода показана на рис. 2.1.

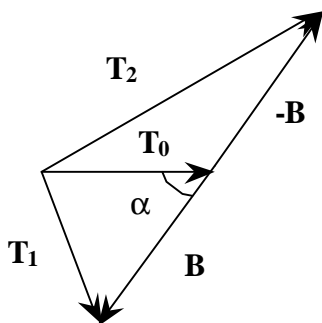


Рис.2.1. Расположение полей при подмагничивании полями \mathbf{V} и $-\mathbf{V}$

В этом случае,
$$\begin{cases} \mathbf{T}_1 = \mathbf{T}_0 + \mathbf{V} \\ \mathbf{T}_2 = \mathbf{T}_0 - \mathbf{V} \end{cases} \quad (2.1),$$

и при использовании теоремы косинусов проекция Z измеряемого вектора поля \mathbf{T}_0 на направление вектора подмагничивающего поля \mathbf{V}

$$Z = \frac{T_2^2 - T_1^2}{2\sqrt{2(T_2^2 + T_1^2 - 2T_0^2)}} \quad (2.2)$$

Это общеизвестная формула, но, к сожалению, практически отсутствуют реальные рекомендации по выбору величины и направления подмагничивающего поля, а также взаимосвязи выбранных условий измерения с результирующими случайными и систематическими погрешностями измерений Z .

2.1. Анализ случайной погрешности измерения компоненты поля

Используя стандартные методы расчета погрешностей [13] в линейном приближении (погрешность много меньше величин измерения), дисперсия измерения Z имеет вид

$$s^2(Z) = (Z'_{T_0})^2 s^2(T_0) + (Z'_{T_1})^2 s^2(T_1) + (Z'_{T_2})^2 s^2(T_2) \quad (2.3)$$

Рассчитав производные в (2.2) и подставив их, получим

$$s^2(Z) = \frac{(2T_0)^2(T_2^2 - T_1^2)^2 s^2(T_0) + T_1^2(T_1^2 + 3T_2^2 - 4T_0^2)^2 s^2(T_1) + T_2^2(3T_1^2 + T_2^2 - 4T_0^2)^2 s^2(T_2)}{8(T_1^2 + T_2^2 - 2T_0^2)^3} \quad (2.4)$$

Оставив только такие неизвестные, как T_0 , B и $(\cos \alpha)$, получим коэффициенты при $\sigma^2(T_1)$

$$\frac{2}{B^4} \left[B^4 + T_0^4 \cos^2 a + T_0^2 B^2 (1 - 3\cos^2 a) - 2T_0^3 B \cos a \sin^2 a \right] \quad (2.5),$$

при $\sigma^2(T_2)$

$$\frac{2}{B^4} \left[B^4 + T_0^4 \cos^2 a + T_0^2 B^2 (1 - 3\cos^2 a) + 2T_0^3 B \cos a \sin^2 a \right] \quad (2.6),$$

и при $\sigma^2(T_0)$

$$\frac{4T_0^4}{B^4} \cos^2 a \quad (2.7)$$

Предполагая для упрощения анализа одинаковые дисперсии измерений модуля поля для всех трех измерений ($\sigma^2(T_0) = \sigma^2(T_2) = \sigma^2(T_1) = \sigma^2(T)$), дисперсия измерений компоненты поля будет выглядеть следующим образом

$$s^2(Z) = s^2(T) \left[4 + 8 \left(\frac{T_0}{B} \right)^4 \cos^2 a + 4 \left(\frac{T_0}{B} \right)^2 (1 - 3\cos^2 a) \right] \quad (2.7)$$

На рис. 2.2. представлена зависимость коэффициента уменьшения чувствительности (СКО – среднеквадратического отклонения измерений) компоненты по сравнению с чувствительностью протонного магнитометра

$\sigma(Z)/\sigma(T)$ для различных отношений величины модуля измеряемого поля и подмагничивающего поля T_0/V и угла α между ними.

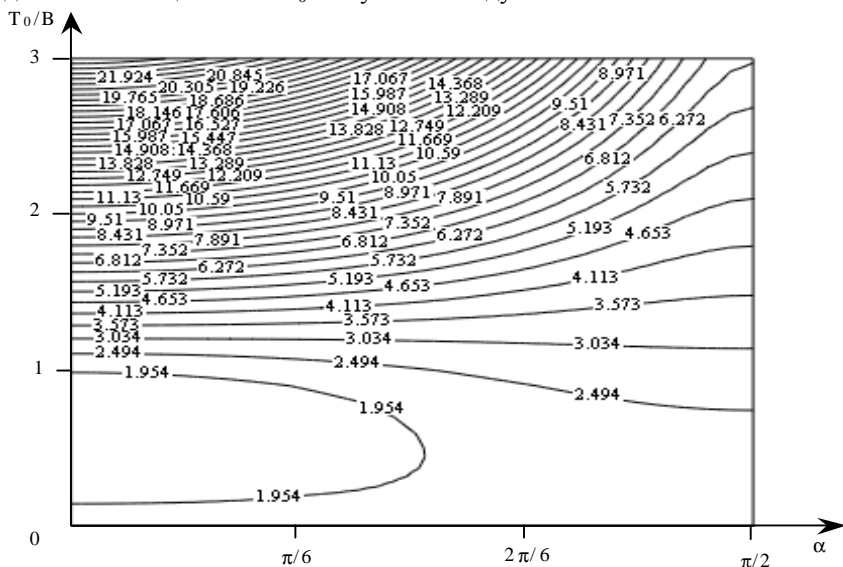


Рис. 2.2.

Анализ представленного рисунка показывает, что СКО измерений компоненты Z при $\alpha=0$ имеет оптимум (минимальная величина в 1,581 раз превосходящая СКО измерений модуля поля). Оптимум соответствует $T_0/V = 0.5$, т.е. подмагничивающее поле должно быть направлено примерно по направлению измеряемого поля, и его величина должна быть примерно в два раза больше измеряемого поля. К сожалению, это практически не реализуемый вариант, так как при увеличении подмагничивающего поля возрастает его абсолютная неоднородность и соответственно укорачивается сигнал протонной прецессии, приводящий к потере чувствительности измерения T_1 и T_2 . Также ограничением является диапазон измерения протонного магнитометра (обычно 20-100 мкТл), но при небольших подмагничивающих полях потеря чувствительности по компоненте может достигать 10 и более раз. Более интересным является промежуточный случай, когда чувствительность измерений по компоненте не зависит от ориентации подмагничивающего поля, и модуль поля V должен быть примерно на 70% меньше модуля измеряемого поля, что обеспечивает ухудшение чувствительности только лишь примерно в 3 раза.

Таким образом, при реальных и близких к оптимальным условиям по подмагничивающему полю, чувствительность измерения компонент поля

будет, по крайней мере, в 2-5 раз хуже чувствительности измерений модуля поля скалярным магнитометром.

2.2. Систематические погрешности измерения компоненты поля

Для анализа систематических погрешностей, обусловленных различными причинами, удобно положить, что подмагничивающие поля соответственно \mathbf{B} и $\beta\mathbf{B}$. Величина Z в коммутационном методе измерения в этом случае

$$Z = \frac{T_2^2 - T_1^2 b^2 - T_0^2 (1 - b^2)}{2\sqrt{b(b-1)}[T_2^2 - T_1^2 b - T_0^2 (1 - b)]} \quad (2.8)$$

Систематическая погрешность измерения определяется как

$$\Delta Z = (Z - Z_0), \quad (2.9)$$

где Z – реально измеренная компонента поля, а Z_0 – истинная компонента. Без учета систематической погрешности из-за неравенства токов ($\beta = -1$)

$$\Delta Z = Z'_{T_0} \Delta T_0 + Z'_{T_1} \Delta T_1 + Z'_{T_2} \Delta T_2 \quad (2.10)$$

$$\Delta Z = \frac{(T_2^2 - T_1^2)(2T_0 \Delta T_0 - T_1 \Delta T_1 - T_2 \Delta T_2) + (2T_1^2 + 2T_2^2 - 4T_0^2)(T_2 \Delta T_2 - T_1 \Delta T_1)}{[2(T_1^2 + T_2^2 - 2T_0^2)]^{3/2}} \quad (2.11)$$

и соответственно систематическую погрешность из-за неравенства токов:

$$\Delta Z_b = \Delta b \left(\frac{2b(T_0^2 - T_1^2) * 2(b(b-1)[T_2^2 - bT_1^2 - (1-b)T_0^2])}{4(\sqrt{b(b-1)}[T_2^2 - bT_1^2 - (1-b)T_0^2])^3} - \frac{(T_0^2(b^2 - 1) - b^2 T_1^2 + T_2^2) * [(2b-1)(T_2^2 - T_0^2) - b(3b-2)(T_1^2 - T_0^2)]}{4(\sqrt{b(b-1)}[T_2^2 - bT_1^2 - (1-b)T_0^2])^3} \right) \quad (2.12)$$

2.1.1. Систематические погрешности, обусловленные наличием «магнитомягкой» и «магнитожесткой» погрешностей измерений модуля поля

Магнитомягкая погрешность измерений модуля поля определяется как

$$\Delta T_1 = kT_1, \Delta T_2 = kT_2, \Delta T_0 = kT_0 \quad (2.13)$$

и хотя это элементарно, можно сделать важный вывод

$$\Delta Z_k = kZ, \quad (2.14)$$

т.е. данная систематическая погрешность по компоненте поля может быть определена при калибровке скалярного датчика только по модулю поля. Например, при использовании Цезиевого магнитометра могут быть исключены его значительные абсолютные ошибки.

Магнитожесткая погрешность измерений модуля поля подразумевает, что датчик имеет свой собственный магнитный момент (некое внутреннее магнитное поле):

$$\mathbf{T}_0' = \mathbf{T}_0 + \mathbf{h}, \quad (2.15)$$

где \mathbf{T}_0' - это результат реального измерения, а \mathbf{T}_0 - истинный вектор без учета поля \mathbf{h} от магнитной примеси в скалярном датчике. Цикл измерения даст

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_1' &= \mathbf{T}_0' + \mathbf{B} = \mathbf{T}_0 + \mathbf{B} + \mathbf{h} \\ \mathbf{T}_2' &= \mathbf{T}_0' - \mathbf{B} = \mathbf{T}_0 - \mathbf{B} + \mathbf{h} \\ \mathbf{T}_0' &= \mathbf{T}_0 + \mathbf{h}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

В предложенном приближении источника паразитного поля:

$$|\mathbf{T}_0'| = \sqrt{T_0^2 + h^2 + 2T_0h \cos q_1} = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{h}{T_0}\right)^2 + 2\frac{h}{T_0} \cos q_1} \approx T_0 \left(1 + \frac{h}{T_0} \cos q_1\right), \quad (2.17)$$

где θ_1 - угол между вектором измеряемого поля и внутреннего поля модульного магнитометра. Мы пренебрегли квадратом отношения полей в связи с его малостью по отношению к просто отношению этих полей. Систематическая погрешность по модулю поля будет равна разности между штрихованным модулем поля и не штрихованным:

$$\Delta T_0 = T_0' - T_0 = h \cos q_1. \quad (2.18)$$

Для дальнейших расчетов нужно ввести ещё один угол θ_2 между векторами подмагничивающего поля и внутреннего поля датчика. После некоторых преобразований:

$$\begin{aligned} \Delta T_1 &= \frac{T_0 h}{T_1} \cos q_1 + \frac{Bh}{T_1} \cos q_2, \\ \Delta T_2 &= \frac{T_0 h}{T_2} \cos q_1 - \frac{Bh}{T_2} \cos q_2. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Из представленных выше формул окончательный вид «магнитожесткой» погрешности:

$$\Delta Z_h = h \cos q_2. \quad (2.20)$$

Напомним, что θ_2 - это угол между \mathbf{h} и \mathbf{B} . Таким образом, видно, что при существовании внутреннего магнитного поля в датчике протонного магнитометра, систематическая погрешность измерения компоненты поля зависит только от ориентационной погрешности протонного датчика относительно подмагничивающего поля. Эта погрешность может быть даже сведена к нулю при соответствующей ориентации протонного датчика.

2.2.2. Систематическая погрешность, обусловленная нестабильностью подмагничивающего поля или источника тока

Это технически важный вид погрешности, формулирующий требования к стабильности магнитной системы и источника тока. Предполагается, что используется коммутационный метод измерения, но поле +В и -В несколько отличаются, т.е. в формуле (2.12) коэффициент $\beta = -1 + \Delta\beta$. Взяв производную от (2.8) по β получим

$$Z'_b = \frac{2b(T_0^2 - T_1^2) * 2(b(b-1)[T_2^2 - bT_1^2 - (1-b)T_0^2]}{4(\sqrt{b(b-1)[T_2^2 - bT_1^2 - (1-b)T_0^2])^3} - \frac{(T_0^2(b^2-1) - b^2T_1^2 + T_2^2) * [(2b-1)(T_2^2 - T_0^2) - b(3b-2)(T_1^2 - T_0^2)]}{4(\sqrt{b(b-1)[T_2^2 - bT_1^2 - (1-b)T_0^2])^3}. \quad (2.21)$$

Подставив $\beta = -1$ и упростив, получим

$$Z'_b|_{-1} = \frac{B^2 - Z^2}{2B}. \quad (2.22)$$

Рассматриваемая систематическая погрешность будет иметь вид

$$\Delta Z_b = \frac{B^2 - Z^2}{2B} \Delta b. \quad (2.23)$$

В данной формуле $\Delta\beta$ можно заменить на относительную нестабильность тока ($\Delta I/I$) за цикл измерения компоненты. Заменяв Z на $T_0 \cos \alpha$ и преобразовав,

получим

$$\Delta Z_b = \frac{B^2 - T_0^2 \cos^2 \alpha}{2B} \left(\frac{\Delta I}{I} \right) = B \left(\frac{\Delta I}{I} \right) \frac{1}{2} \left(1 - \left(\frac{T_0}{B} \right)^2 \cos^2 \alpha \right) = \frac{1}{2} \left(1 - \left(\frac{T_0}{B} \right)^2 \cos^2 \alpha \right) \Delta B \quad (2.24)$$

Зависимость $\Delta Z/\Delta B$ от угла α и отношения T_0/B представлен на рис. 2.3.

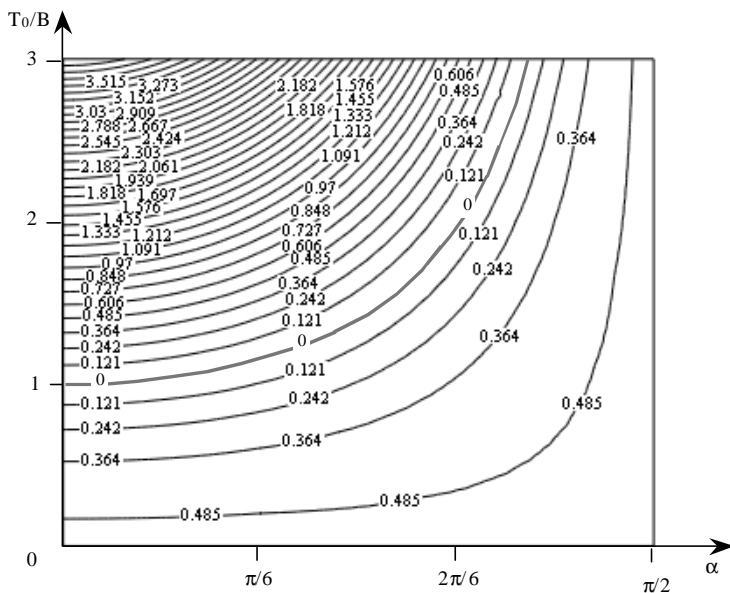


Рис. 2.3.

Анализируя рисунок, видим, что имеется нулевой коэффициент для систематической погрешности, обусловленной стабильностью тока. Это случай компенсационного метода измерения компонент. Реально это коэффициент равен точно нулю лишь в линейном приближении. При этом компенсационный метод требует долговременной стабильности компенсационного поля, в отличие от коммутационного метода, при котором измерение (расчет) подмагничивающего поля происходит в каждом цикле измерения. Для конкретного случая измерения вертикальной компоненты в среднеширотных обсерваториях, например для обсерватории Арти, отношение $\Delta Z/\Delta B$ составляет примерно 0,15. При заданной погрешности $\Delta Z = 0,1$ нТл стабильность тока должна быть около $\Delta I/I = 10^{-5}$ за цикл измерения (соответственно при $\Delta Z = 1$ нТл $\Delta I/I = 10^{-4}$), т.е. требования для кратковременной стабильности источника поля не являются высокими.

2.2.1. Погрешность, обусловленная дрейфом геомагнитного поля

При экспериментальных работах по опробованию макета компонентного Оверхаузеровского магнитометра в лабораторных условиях,

которые характеризовались быстрыми изменениями поля, было замечено, что коммутационный метод имеет динамическую погрешность, т.е. вариации компонент превосходят вариации модуля поля и вариации, измеренные феррозондовым магнитометром. Замеченная погрешность возрастала при увеличении скорости вариаций геомагнитного поля. Физическое объяснение достаточно очевидно. Основная расчетная формула для компоненты поля (2.2) получена в предположении стабильности измеряемого поля, и, поскольку модули поля T_1, T_2, T_0 изменяются в течение цикла измерения (3-10 секунд), возникает динамическая погрешность. Ниже представлены некоторые расчеты по оценке этого важного вида погрешности.

Реально имеются два варианта коммутации подмагничивающих полей. Первый случай – включение полей происходит по схеме T_1, T_0, T_2 , а во втором случае последовательность T_1, T_2, T_0 , где $T_1 = T_0 + B$, $T_2 = T_0 - B$, T_0 – вектор геомагнитного поля. Для учета вариации была предложена скачкообразная модель вариации, т.е. в течение каждого цикла происходит дрейф поля на постоянную величину Δh (вектор вариации), а именно при первом измерении поле смещено на $-\Delta h$, во втором – нет смещения поля и в третьем – поле смещено на Δh . Для первой коммутационной последовательности поля вычисляются по формулам

$$\begin{cases} T_1'^2 = T_1^2 - 2(\mathbf{T}_1 \Delta \mathbf{h}) \\ T_0'^2 = T_0^2 \\ T_2'^2 = T_2^2 + 2(\mathbf{T}_2 \Delta \mathbf{h}) \end{cases} \quad (2.25)$$

Подставив штрихованные поля в формулу вычисления компоненты, получим:

$$Z' = \frac{T_2^2 + 2(\mathbf{T}_2 \Delta \mathbf{h}) - T_1^2 + 2(\mathbf{T}_1 \Delta \mathbf{h})}{2\sqrt{2(T_1^2 + T_2^2 - 2T_0^2) + 4[(\mathbf{T}_2 \Delta \mathbf{h}) - (\mathbf{T}_1 \Delta \mathbf{h})]}} \quad (2.26)$$

Погрешность измерения определена как разность между полученной компонентой и рассчитанной компонентой без учета дрейфа поля:

$$\Delta Z_1 = \frac{T_2^2 + 2(\mathbf{T}_2 \Delta \mathbf{h}) - T_1^2 + 2(\mathbf{T}_1 \Delta \mathbf{h})}{2\sqrt{2(T_1^2 + T_2^2 - 2T_0^2) + 4[(\mathbf{T}_2 \Delta \mathbf{h}) - (\mathbf{T}_1 \Delta \mathbf{h})]}} - \frac{T_2^2 - T_1^2}{2\sqrt{2(T_2^2 + T_1^2 - 2T_0^2)}} \quad (2.27)$$

Пренебрегая малыми $(\Delta h)^2$ по сравнению с Δh , можно получить векторное представление динамической погрешности, обусловленной линейным дрейфом измеряемого поля

$$\Delta Z_1 = \frac{B(\Delta \mathbf{h} \mathbf{T}_0) + T_0 \cos \alpha (\Delta \mathbf{h} \mathbf{B})}{B^2} \quad (2.28)$$

Данное выражение можно представить как скалярное произведение двух векторов, один из которых Δh

$$\Delta Z_1 = (\Delta \mathbf{h} \frac{B \mathbf{T}_0 + T_0 \cos \alpha \mathbf{B}}{B^2}), \quad (2.29)$$

а второй вектор – некий вектор скорости вариации в рамках коммутационного метода

$$\mathbf{V}_1 = \frac{B\mathbf{T}_0 + T_0 \cos a \mathbf{B}}{B^2} = [\mathbf{B} \times [\mathbf{T}_0 \times \mathbf{B}]] \quad (2.30)$$

Очевидно, что он принадлежит плоскости, в которой лежат вектора T_0 и B .

Модуль вектора $|\mathbf{V}_1| = \frac{T_0}{B} \sin a$ и его максимальная длина может равняться

$$V_1 = \frac{T_0}{B}.$$

Для случая обсерватории Арти, где $T_0=55000$ нТл и при оптимальном подмагничивающем поле $B=41000$ нТл, $V_1=1,341$. При цикле измерения порядка десяти секунд погрешность может достигать десятых долей нТл (до 10%) при скоростях вариаций порядка 0,1 нТл/сек, соответствующей скорости вариации при геомагнитной буре. Данным видом погрешности можно пренебречь для магнитных обсерваторий на современном уровне требований при надлежащем выборе скорости измерения и оптимальном подмагничивающем поле. Аналогичные результаты были получены для второго варианта коммутационной последовательности T_1, T_2, T_0 . Установлено, что динамическая погрешность в 1.5 раза меньше. При этом в обоих случаях погрешность уменьшается пропорционально величине подмагничивающего поля, обратно пропорционально циклу измерения компоненты и обратно пропорционально скорости вариации.

Рассмотренный вид динамической погрешности является значительным недостатком протонных компонентных магнитометров, основанных на коммутационном способе измерения. Наличие такой погрешности, возможно, потребует разработки метода внесения поправок по нескольким точкам вариационных записей. В случае полевых геологоразведочных работ необходимо учитывать вариации компонент поля, полученных однотипным и синхронизированным протонным компонентным магнитометром.

3. Макет протонного компонентного магнитометра на базе датчика POS-1

Помимо теоретических расчетов, представленных выше, НИЛ КМ создал макет компонентного магнитометра [14,15] на основе процессорного Оверхаузеровского датчика POS-1 (представлен в параллельном докладе). В качестве магнитной системы использованы кольца Браунбека ($\varnothing 28$ см) польского производства, предоставленные ИГФ УрО РАН.

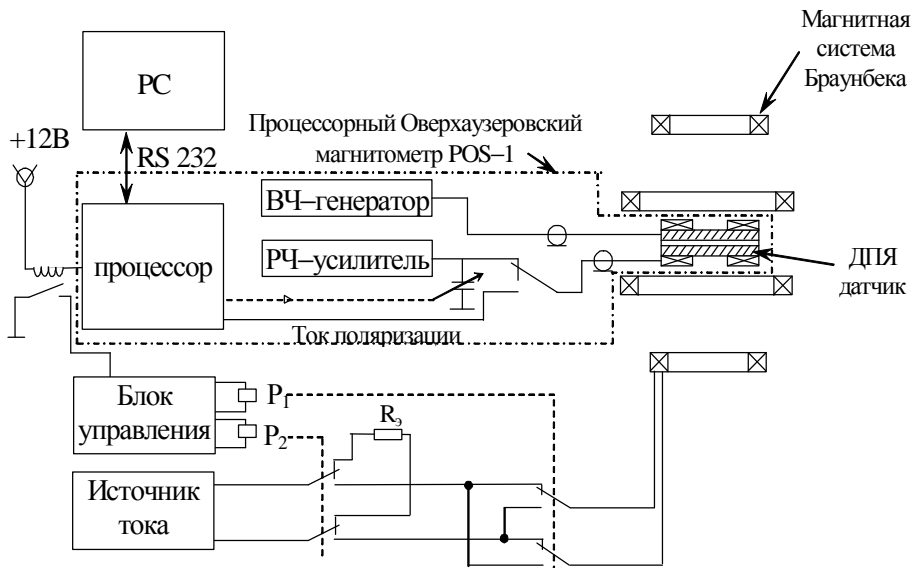


Рис. 3.1. Блок-схема макета компонентного магнитометра

На рис. 3.1 показана блок-схема макета Оверхаузеровского Z – магнитометра. Принцип действия заключается в измерении трех модулей магнитного поля при коммутации тока в магнитной системе в соответствии с диаграммой работы, представленной на рис. 3.2. Моменты включения и коммутации тока определяются программой, заложенной в цифровом блоке управления. Запуск блока управления осуществляется по появлению тока питания (тока ДПЯ поляризации) в цепи питания процессорного датчика POS-1. Управление процессорным датчиком, а также съем величины индукции магнитного поля осуществляется по последовательному порту RS 232 с помощью специально написанного программного обеспечения.

Остановимся немного подробнее на свойствах магнитной системы. Известно, что в неоднородном магнитном поле происходит затухание сигнала ядерной прецессии [16], поэтому для создания вспомогательных полей необходимо использовать системы с наиболее однородным полем. Для колец Браунбека неоднородность поля по оси образца [17]

$$\Delta Bx = Bx_0 \cdot 0,3129 \left(\frac{l}{D_1} \right)^8, \quad (3.1)$$

где Bx_0 – поле в центре колец, l – длина образца, D_1 – диаметр больших колец Браунбека. Подставив в это выражение $l=6$ см, соответствующее длине ампулы датчика POS-1, и $D_1=28$ см при Bx_0 41000 нТл, неоднородность поля

0,057 нТл, что заведомо меньше допустимой, определенной из длительности затухания протонного сигнала. Интересно отметить, что допустимая однородность 1 нТл достигается при диаметре около 20 см.

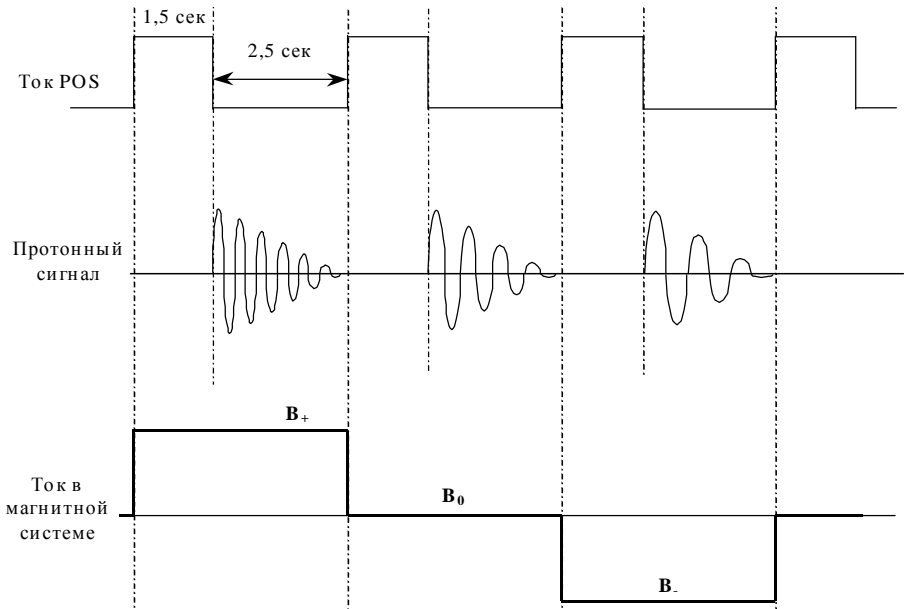


Рис. 3.2. Диаграмма работы компонентного магнитометра

Одним из основных элементов данного макета магнитометра являлось программное обеспечение, которое обеспечивало управление и съем данных с Оверхаузеровского магнитометра POS-1 через последовательный порт RS-232 (COM порт персонального компьютера PC), необходимую синхронизацию, обработку результатов и их визуализацию. Внешний вид оболочки программы представлен на рисунке 3.3. В правой части рис. 3.3. представлены графики вариаций компоненты поля Z и модуля T. В центральной части этих графиков демонстрируется запись при малых подмагничивающих полях от 1000 до 10000 нТл, которые иллюстрируют обсуждавшуюся ранее динамическую погрешность при больших скоростях вариаций поля и малом подмагничивающем поле (цикл измерения 12 секунд).

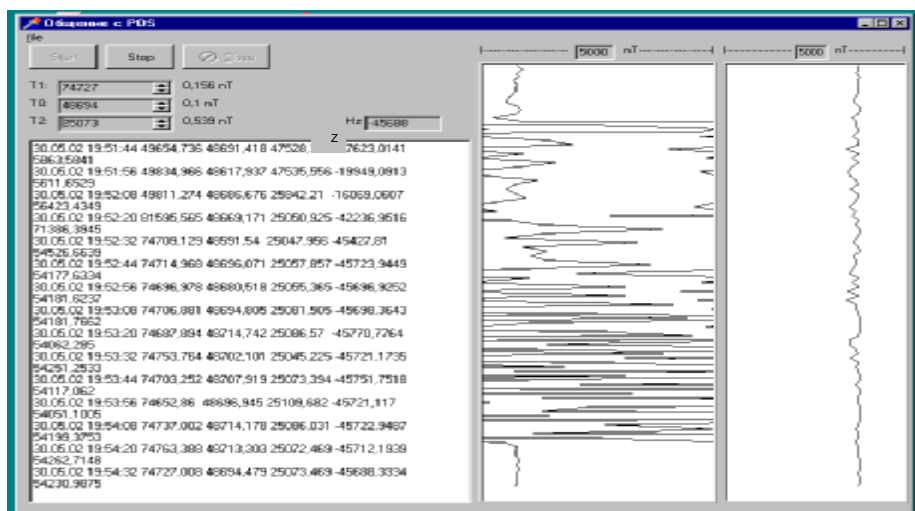


Рис. 3.3. Оболочка программного обеспечения макета протонного Z – магнитометра

На рис. 3.4 представлен пример записи вариаций поля в лабораторных условиях.

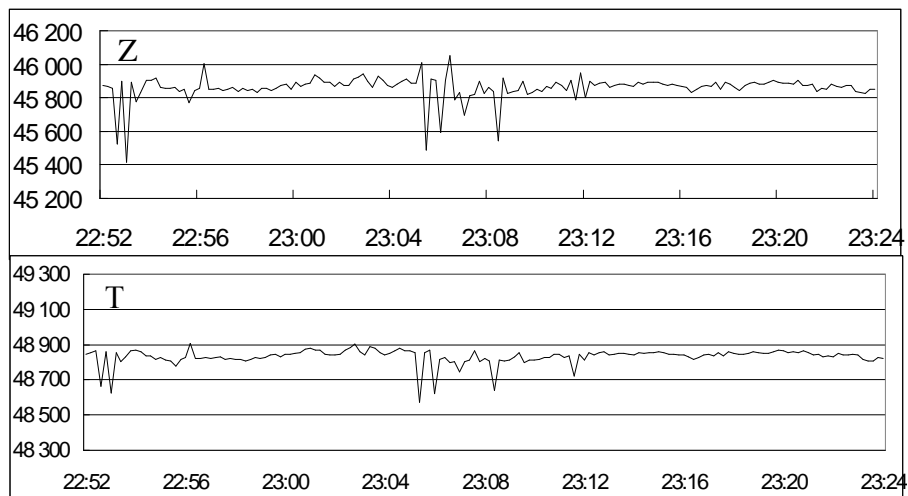


Рис. 3.4, 3.5

На рис. 3.4 аномалии поля соответствуют прохождению троллейбусов. В ночное время (после 23 часов) СКО измерений модуля поля на рис 3.5

составляет 4,84нТл, а СКО Z компоненты 9,05нТл (отношение СКО измерений 1,87). По теоретическим данным, представленным на рис. 2.2 (отношение $T_0/B = 0,75$, угол $\alpha = 41^\circ$), данное отношение должно составлять 1,96. Аналогичные результаты были получены при других значениях подмагничивающего поля. В частности, подтверждено многократное уменьшение чувствительности регистрации Z компоненты поля при уменьшении величины подмагничивающего поля. Следует отметить, что в условиях промышленных помех магнитометр POS-1 не обеспечивал максимальной чувствительности и представленные эксперименты необходимо провести в условиях магнитной обсерватории. По ряду организационных причин этого не удалось осуществить. В целом разработанный макет позволил проверить основные теоретические положения и перейти к проектированию геологоразведочного магнитометра.

4. Проект геологоразведочного Оверхаузеровского ZТН магнитометра

Одной из главных проблем создания протонных компонентных магнитометров, если не ограничиваться только регистрацией вариаций компонент поля, является способ углового позиционирования магнитной системы и определения угловых погрешностей, связанных с несовпадением геометрических и магнитных осей подмагничивающей системы. При этом протонные компонентные магнитометры являются потенциально прецизионными магнитометрами, позволяющими определять абсолютные величины компонент поля с погрешностью, сопоставимой или превосходящей метод по проектированию нового датчика и магнитной системы. В настоящее время выбран тип магнитной системы, а именно модифицированный соленоид Гаррета [18,19], обеспечивающий необходимую однородность поля в объеме рабочего вещества $\varnothing 30 \times 40$ мм. На рис. 3.6 – результаты расчета времени затухания сигнала T_g (сек) при варьировании длины соленоида L и диаметра D. Напряженность подмагничивающего поля соответствует 1 кГц частоты протонной прецессии. Таким образом, приемлемое затухание протонного сигнала 0,8–1 секунд обеспечивается при диаметре соленоида 50-60 мм и длине 120-160 мм. Чувствительность Оверхаузеровского датчика с указанным выше объемом составила 0,02 нТл, а прогнозируемая чувствительность по компоненте поля составляет около 0,1-0,03 нТл при цикле измерения 3-9 секунд. Полученный размер соленоида позволяет монтировать его на телескопе высокоточного теодолита ЗТ2КП, обеспечивающего 2-3 угловых секунды точность позиционирования и, соответственно, абсолютную точность измерения компонент геомагнитного поля порядка единиц нТл.

Анализ систематических погрешностей, обусловленных геометрическими и угловыми ошибками установки Оверхаузеровского датчика внутри магнитной системы, показал, что наиболее критичным для

указанных выше абсолютной и случайной погрешностей измерений, является неоднородность подмагничивающего поля.

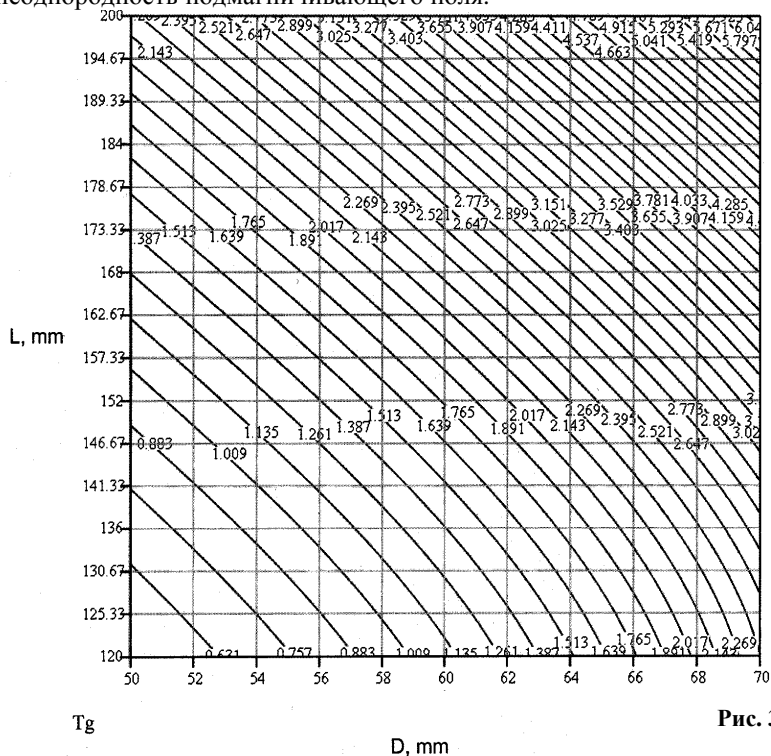


Рис. 3.6.

Таким образом, данное направление по разработке протонного магнитометра с использованием теодолита ЗТ2КП, производимого Уральским оптико-механическим заводом (г. Екатеринбург), является перспективным, тем более что в настоящее время рядом организаций показана возможность размагничивания данного теодолита до уровня 0,4 нТл девиационного магнитного поля.

Литература

1. *J. Jankowski, C. Sucksdorff*, IAGA Guide for Magnetic Measurements and Observatory Practice. Warsaw, 1996.
2. *M. Vaczyova, Z. Voros*, Result of diflux and proton magnetometer comparison at the IX IAGA workshop, Contributions to Geophysics & Geodesy. 2001. V. 31, N1. P. 417-427.
3. *Ротштейн А.Я., Цирель В.С.* Измерение всех элементов геомагнитного поля ядерно-резонансным методом. Тр. ВИТР, сб. 2. Л.: Гостоптехиздат, 1959.
4. *Студенцов Н.В., Тихомирова Т.Н., Яновский Б.М.* Измерение составляющих напряженности магнитного поля Земли методом свободной ядерной

- индукции. Тр. институтов Ком-та станд., мер и измерит. приб. при СМ СССР, 1960. вып. 43 (103).
5. Ломаный В.Д., Прокофьев А.Г., Яновский Б.М. Измерение компонент магнитного поля Земли методом протонного резонанса. Уч. зап. ЛГУ, 1962. 303.
 6. Мюхкюра В.И. Компонентный протонный магнитометр. //Геофиз. аппарат. вып. 31. Л.: Недра, 1967.
 7. Бобров В.Н., Пуолокайнен Т П., Трофимов И.Л. О геомагнитном стандарте СССР. Геомагнетизм и аэрономия. 1967. № 6.
 8. Alldredge L.R. A proposed automatic standard magnetic observatory. Journ. of Geoph. Res. 1960. vol. 65, № 11.
 9. De Vuyst. La mesure des intensites verticale et horizontale du champ magnetique terrestre avec un magnetometre a protons et deux bobines de Helmholtz. Askania-Werke. 1966. 23. № 67.
 10. Csontos A., Htgymegi L., Heilig B. .et al. The test result of the delta “I” delta ‘D’ (DIDD)measurement system at the Tihany geomagnetic observatory of ELGI, Contributions to Geophysics & Geodesy. 2001. V. 31. N1. P. 83 – 89.
 11. E.B. Alexandrov, M.V. Balabas, V.N. Kulyasov. et al. Three-component Variometer Based on a Scalar Potassium Sensor. - Proc. IAGA 97 (International Association of Geomagnetism and Aeronomy), Uppsala, 8th Scientific Assembly of IAGA with ISMA and STP Symposia. Stockholm (Sweden). 1997.
 12. Сапунов В.А., Дорошек А.С., Соколов А.С. и др. Магнитометр с динамической поляризацией ядер. // Авторское Свидетельство №1484103. 1988.
 13. Зажигаев Л.С., Кивьян А.А., Романиков Ю.И. Методы планирования и обработки результатов физического эксперимента. М.: Атомиздат, 1978.
 14. Рублев В.Н. Разработка компонентного геомагнитометра основанного на датчике динамической поляризации ядер. Дипломная работа, УГТУ - УПИ, 2002.
 15. V.Sapunov, A.Denisov, D.Saveliev et al. Development of a proton vector magnetometer based on processor Overhauser sensor POS-1, III International Workshop on magnetic, electric and electromagnetic methods in seismology and volcanology, Moscow, September 3-6 2002.
 16. Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г. В. Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.
 17. Штамберг. Устройства для создания слабых магнитных полей. М.: Наука, 1972.
 18. Сенчуков С.В. Погрешности измерений ДПЯ-датчиков, обусловленные термоэффектом. Разработка метода и аппаратуры. Дипломная работа, УГТУ-УПИ, 2003.
 19. Афанасьев Ю.В., Студенцов Н.В., Хорев В.Н. Средства измерений параметров магнитного поля. Л.: Энергия, 1979.