

УДК 550.380.87

ОПТИМИЗАЦИЯ ИЗМЕРЕНИЙ ЧАСТОТЫ В КВАНТОВОЙ МАГНИТОМЕТРИИ

Е.В. Каршаков, А.К. Волковицкий

*Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук
karshakov@ipu.ru*

Аннотация. Большинство известных квантовых магнитометров имеют на выходе периодический сигнал. Измеряя его частоту, можно оценить значение индукции магнитного поля. Во многих приложениях, таких как аэромагнитные измерения, необходимо увеличивать частоту дискретизации, но это также увеличивает погрешность измерения. В данной работе описываются два алгоритма получения измерений частоты. Один усредняет периоды за один отсчёт времени, другой усредняет частоту на том же временном интервале. Показано, что оценка частоты может работать лучше, чем оценка периода. Приводятся ограничения для работы описанных алгоритмов в зависимости от характеристик оборудования. Также описывается, как использовать решение спутниковой навигационной системы в качестве эталона времени для обеспечения точности оценки частоты.

Ключевые слова: измерение частоты, ларморовская прецессия, магнитометр с оптической накачкой, протонный магнитометр.

FREQUENCY MEASUREMENTS OPTIMIZATION IN QUANTUM MAGNETOMETRY

E.V. Karshakov, A.K. Volkovitsky

*V.A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences
karshakov@ipu.ru*

Abstract. Most known quantum magnetometers have a periodic signal at the output. By measuring its frequency, it is possible to estimate the value of the magnetic field induction. In many applications, such as aeromagnetic measurements, one needs to increase the sampling rate, but this also increases the measurement error. This work describes two algorithms for obtaining frequency measurements. One averages the periods over one sample, the other averages the frequency over the same time gate. It is shown that the frequency estimate can perform better than the period estimate. Depending on the characteristics of the equipment the application limits for the described algorithms are presented. The paper also describes how to use a satellite navigation system solution for a time reference to ensure frequency estimation accuracy.

Keywords: frequency measurement, Larmor precession, optically pumped magnetometer, proton-precession magnetometer.

Введение

Измерение геомагнитного поля можно считать одним из основных геофизических методов изучения приповерхностной структуры Земли с середины XIX века [1]. В настоящее время широко используются аэро-, морская и наземная магнитная съёмка для различных целей. Пожалуй, аэромагнитометрия является наиболее сложной по ряду причин. Во-первых, пытаюсь изучить слабовыраженные аномалии магнитного поля Земли, лучше измерять их как можно ближе к источнику поля. Поднимаясь выше от поверхности, приходится повышать требования по чувствительности датчиков. Во-вторых, летательный аппарат (ЛА), как правило, движется с большой скоростью — 50–100 м/с (Ан-2, Ан-3, Cessna-208). Поэтому частота дискретизации должна быть достаточно высокой. Кроме того, магнитные помехи, возникающие на борту, могут оказывать большое влияние и иметь очень высокую частоту, как электромагнитное поле помех, создаваемое вибрацией или вращением лопастей ротора в случае вертолётной платформы [2]. В некоторых случаях аэромагнитометрия выполняется в комплексе с индуктивной аэроэлектро-разведкой. Такие системы генерируют переменное магнитное поле большой величины [3]. Это означает, что частота дискретизации должна быть существенно выше, чем это необходимо непосредственно для картирования аномального поля.

История аэромагнитной разведки началась в 1936 году в СССР [4], и с тех пор было внедрено несколько поколений аэромагнитных датчиков. Наиболее популярный для авиационных применений тип датчиков — магнитометры с оптической накачкой. Они включают ячейку, заполненную паром из элементов с подходящим расположением магнитных энергетических подуровней. Расстояние между подуровнями является функцией внешнего магнитного поля — эффект Зеемана. В современной практике чаще всего встречаются цезий, калий или рубидий. Для «накачки» атомов в ячейке используется луч света с круговой поляризацией. Луч часто генерируется лампой с тем же элементом, что и источник света. Когда все атомы уже возбуждены, ячейка становится прозрачной для света и фоточувствительный детектор регистрирует максимальный ток. Сигнал в специальной катушке радиополя, намотанной вокруг ячейки, возвращает атомы в нормальное состояние, и ячейка снова становится непрозрачной. Но энергия (частота) радиополя должна точно соответствовать разнице энергий между подуровнями, которая, в соответствии с эффектом Зеемана, в первом приближении пропорциональна величине магнитного поля. Таким образом, имеет место связь между величиной магнитной индукции B_0 и частотой Лармора:

$$f_e = \gamma_e \cdot B_0,$$

где гиромагнитное отношение γ_e зависит от элемента e . Например, ^{133}Cs ($e = \text{Cs}$) имеет $\gamma_{\text{Cs}} = 3,498577 \text{ нТл}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [5]. Это означает, что для геомагнитного поля диапазон частот для f_{Cs} составляет 70–350 кГц

Самогенерирующие МХ-датчики [6] на основе ^{133}Cs приобрели большую популярность в последние десятилетия и уже доказали свою эффективность в аэрогеофизике как для измерений полного поля, так и для градиентометрии [7]. Такие датчики также эффективно используются для автономной навигации летательных аппаратов [8]. К наиболее известным можно отнести канадские датчики Scintrex [9], американские датчики Geometrics, российские датчики Radar-mms [10].

Метод измерения частоты

Основная идея измерения частоты показана на рис. 1 и используется во многих современных магнитометрах [5], [11], [12]. Частотомер должен иметь внутренние часы, которые генерируют импульсы высокой и стабильной частоты f_{clk} , они показаны на нижнем графике. Разделив эту частоту, можно получить фиксированные стробы с периодом T_f (верхний график рис. 1). На данном интервале необходимо подсчитать количество периодов измеряемого сигнала.

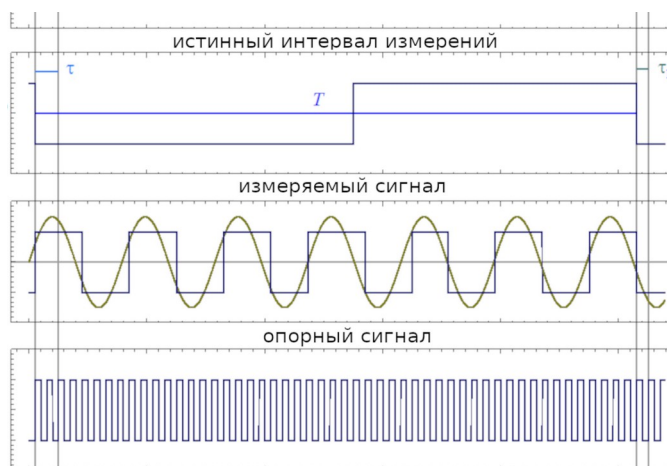


Рис. 1. Диаграмма измерения частоты. Снизу вверх. Опорный сигнал: внутренний сигнал процессора, по которому отслеживаются моменты изменения знака сигналом прецессии Лармора. Измеряемый сигнал: идеализированный сигнал прецессии Лармора и соответствующий ему логический сигнал, частота которого определяется. Истинный интервал измерений: интервал, синхронизированный с сигналом прецессии Лармора;

T — его длительность; τ — время предыдущего интервала, прошедшее с последнего изменения знака до начала текущего интервала; τ_1 — время, остающееся с последнего изменения знака до начала следующего интервала. Фиксированный интервал измерений: предполагаемый интервал измерений частоты прецессии Лармора; T_f — его длительность

Измеряемый сигнал Лармора представляет собой синусоидальную волну. Контролируя пересечения нуля, прибор генерирует импульсы для подсчёта (график измеренного сигнала на рис. 1). Чтобы исключить влияние шума вблизи нуля, уровень сравнения должен быть различен для возрастающего и убывающего сигналов (триггер Шмитта [13]). Процессор подсчитывает количество периодов Лармора N в текущем отсчёте и количество тактов опорной частоты n . Время измерения в этом случае: $T = n / f_{clk}$. Как видно на рис. 1, реальный интервал T почти всегда отличается от фиксированного интервала T_f на разницу между τ и τ_1 , как показано на верхних двух графиках:

$$T = T_f + \tau - \tau_1.$$

Оценку периода Лармора T_{Lp} и соответствующей частоты f_{Lp} можно легко получить из величин, описанных выше. При этом стоит отметить, что значение T можно рассматривать как сумму всех измеренных периодов T_j ($j = 1, \dots, N$) за текущий интервал измерений. Поэтому оценку периода и частоты можно получить по формуле:

$$T_{Lp} = \sum_{j=1}^N T_j / N, \quad f_{Lp} = N / \sum_{j=1}^N T_j. \quad (1)$$

Таким образом, T_{Lp} — это среднее значение периода на данном интервале, то есть результат можно рассматривать как применение метода наименьших квадратов (МНК) для оценки периода.

Относительная погрешность в (1) очевидно зависит от частоты опорного тактового сигнала f_{clk} и частоты дискретизации измерений. Чтобы оценить погрешность, мы можем предположить, что истинный интервал измерений равен фиксированному интервалу для частоты измерений f_s . Тогда погрешность по отношению к истинному значению частоты Лармора f_L равна [5]:

$$\delta f_{Lp} = \Delta f_{Lp} / f_L \in (-f_s / f_{clk}, +f_s / f_{clk}). \quad (2)$$

Есть альтернативный подход. Для каждого ларморовского периода с номером i можно получить свою оценку T_i , если положить $N = 1$ в (1). Предположим, что истинная частота f_L одинакова для всех волн. Затем, складывая несколько ларморовских периодов T_L и умножая на f_L , можно получить число ларморовских периодов. Например:

$$\sum_{i=1}^j T_i = j. \quad (3)$$

В реальности в общем случае $T_i \neq T_L$. Для аппроксимации (3) можно использовать следующую форму:

$$\left(\sum_{i=1}^j T_i + t_0 \right) \cdot f \rightarrow j. \quad (4)$$

Слагаемое t_0 появляется, поскольку время начала отсчёта почти всегда позже начала волны. Это хорошо видно на рис. 1 на графике измеренного сигнала.

Введём следующие обозначения в (4):

$$b = t_0 \cdot f, \quad t_j = \sum_{i=1}^j T_i.$$

Задача: найти неизвестные b и f такие, что

$$J(b, f) = \sum_{j=1}^N (t_j + b - j)^2 \rightarrow \min.$$

Для этого используется МНК:

$$f_{Lf} = \sum_{j=1}^N [j - (N+1)/2] t_j / \left[\sum_{j=1}^N t_j^2 - \left(\sum_{j=1}^N t_j \right)^2 / N \right]. \quad (5)$$

Из выражения (5) видно, что числитель содержит цифровой фильтр [14], и если сгруппировать пары $t_N - t_{N/2}$, $t_{N-1} - t_{(N/2)-1}$ и т.д., то получается осреднение $N/2$ оценок периода Лармора. Каждая из них оценивается на половине интервала измерений со сдвигом на один период Лармора. N — общее число периодов Лармора.

Можно с уверенностью сказать, что значения f_{Lp} в (1) и f_{Lf} в (5) различны. Для понимания преимуществ от использования оценки (5) по сравнению с (1) необходимо выполнить оценку ошибок.

Во-первых, перепишем (1) в форме, эквивалентной (5):

$$f_{Lp} = N / t_N. \quad (6)$$

И для (5), и для (6) можно использовать следующее определение ошибки:

$$t_j = (j + \delta_j) T_L, \quad \delta_j \in (-f_L / f_{clk}, +f_L / f_{clk}). \quad (7)$$

Подставляя (7) для $j = N$ в выражение (6) после разложения Тэйлора, пренебрегая величиной порядка δ_N^2 , можно получить

$$f_{Lp} = f_L - (f_L / N) \cdot \delta_N. \quad (8)$$

Выполним то же самое для выражения (5). После всех упрощений и разложения Тэйлора, пренебрегая величиной порядка δ_N^2 , получается:

$$f_{Lf} = f_L - \left[12 f_L / (N^3 - N) \right] \cdot \left[\sum_{j=1}^N (\delta_j \cdot [j - (N+1)/2]) \right]. \quad (9)$$

Худший случай для (8) был показан в выражении (2). Для выражения (9) важно обратить внимание, что значение счётчика для постоянной частоты будет либо $[k]$, либо $[k] + 1$, где $[\cdot]$ означает округление вниз до ближайшего целого числа. Это означает, что наихудший случай для (9) — это когда, например, оценка первых $N/2$ периодов имеет нулевую ошибку, а ошибка для вторых $N/2$ периодов максимальна. Тогда сумма в (9) даёт около $N^2/8$, что приводит к выражению:

$$\delta f_{Lf} = \Delta f_{Lf} / f_L \in (-1,5 f_s / f_{clk}, +1,5 f_s / f_{clk}). \quad (10)$$

Для случая (6) наилучшая оценка достигается, когда $k f_L / N = f_{clk}$, $k \in \mathbb{N}$. Если более конкретно, то для квантового датчика с оптической накачкой и с опорным генератором $f_{clk} = 1$ ГГц при частоте дискретизации 1 кГц такая ситуация будет повторяться каждые 0,05 нТл вблизи значения индукции 50 000 нТл. Но худшие значения будут рядом с лучшими. Если немного изменить период, рано или поздно для одного из образцов получится значение счётчика, изменённое на единицу, или частота, изменённая на $1 / f_{clk}$. Это показано на рис. 2 (вверху). Значение 50 000,037 нТл оценивается с погрешностью 0, -0,031 или +0,02 нТл, а погрешность оценки 50 000,039 нТл может достигать +0,048 нТл. В случае (5) для получения наихудшего значения нужно, чтобы период Лармора был кратен периоду опорных часов, то есть $k f_L = f_{clk}$, $k \in \mathbb{N}$. Для тех же условий мы будем иметь его только каждые 8,75 нТл. На рис. 2 (внизу) видно, что погрешность при оценке МНК частоты превышает погрешность при оценке МНК периода только один раз на интервале 8,75 нТл. Значение 50 005,335 нТл оценивается с нулевой погрешностью обоими алгоритмами, а погрешность значения 50 005,337 нТл может составлять 0,049 и 0,074 нТл для (6) и (5) соответственно.

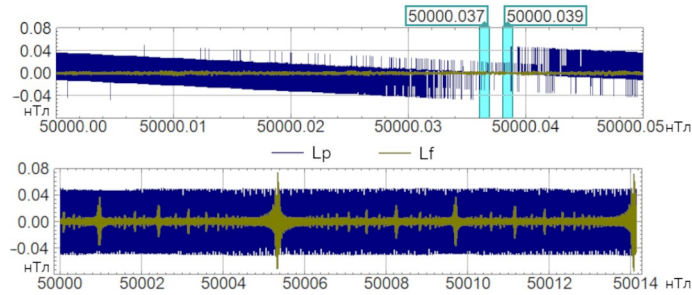


Рис. 2. Ошибка дискретизации при оценке величины индукции магнитного поля (нТл, вертикальная ось) в зависимости от оцениваемой величины (нТл, горизонтальная ось) в соответствии с алгоритмом оценки периода (Lp , синие графики) и оценки частоты (Lf , жёлтые графики). Верхний рисунок: величина индукции меняется от 50 000,000 до 50 000,050 нТл, голубым выделены зоны, в которых истинные значения были зафиксированы на величинах 50 000,037 и 50 000,039 нТл соответственно. Нижний рисунок: величина индукции меняется от 50 000 до 50 014 нТл

Рисунок 3 демонстрирует сравнение ошибки оценки в случае идеального и зашумлённого сигнала Лармора. Показан результат оценки около значения 50 005,335 нТл. Верхний график соответствует идеальному сигналу. Ошибка $\pm 0,049$ нТл по формуле (6) и $\pm 0,074$ нТл по формуле (5). Однако, после добавления шума, соответствующего 0,5 нТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$, получается ошибка $\pm 0,278$ нТл

для оценки (6) и только $\pm 0,058$ нТл для оценки (5). Дополнительная статистика для диапазона индукции 50 000–50 020 нТл представлена в таблице 1.

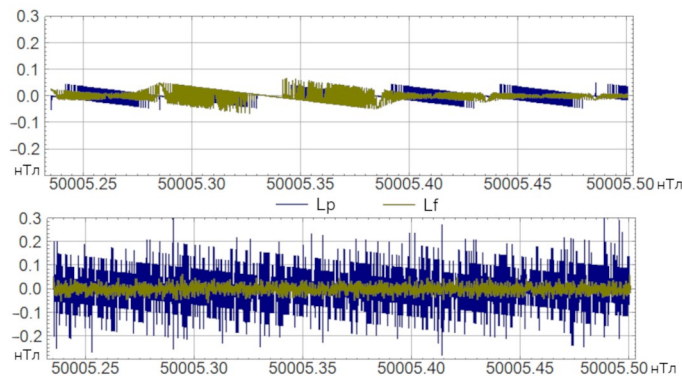


Рис. 3. Погрешность оценки величины индукции магнитного поля (нТл, вертикальная ось) в зависимости от оцениваемой величины (нТл, горизонтальная ось) в соответствии с алгоритмом оценки периода (L_p , синие графики) и оценки частоты (L_f , жёлтые графики). Верхний рисунок: при идеальном входном сигнале. Нижний рисунок: при зашумлённом сигнале, гауссовский белый шум со спектральной плотностью $0,6$ нТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$

Таблица 1

Статистика оценок величины индукции

Значение	f_{Lp} , нТл	f_{Lf} , нТл
идеальный сигнал		
пик-пик	± 50	± 74
СКО	20	4
зашумлённый сигнал		
пик-пик	± 285	± 58
СКО	91	16

Таким образом, даже в случае идеального входного сигнала ошибка выборки для представленной оценки частоты МНК в большинстве случаев будет намного меньше, чем для оценки периода МНК. При использовании реального датчика с оптической накачкой или ПМ к сигналу Лармора будет добавлен случайный шум. Если шум периода Лармора сравним с $1/f_{clk}$, он будет эффективно отфильтрован алгоритмом (5). Видно, что диапазон ошибок пик-пик улучшается для f_{Lf} , но не для f_{Lp} .

Обсуждая этот результат, можно сказать, что при наличии гауссовского шума среднее значение N независимых реализаций всегда будет иметь более низкое СКО, чем у одной реализации. Более того, в случае постоянной

входной частоты алгоритм оценки частоты (5) является наилучшим с точки зрения наименьшего квадрата ошибки [15].

Как следствие, вполне естественно связывать ошибки оценки с шумом датчика. Из выражений (2) и (10) видно, что сама ошибка оценки прямо пропорциональна частоте дискретизации f_s . Что касается датчика, то если его шум близок к белому шуму, тогда его значение будет увеличиваться медленнее, пропорционально $\sqrt{f_s}$. Таким образом, мы можем найти пересечение:

$$\sigma_B \cdot \sqrt{f_s} = B_0 \cdot \kappa f_s / f_{clk},$$

где левая часть представляет собой шум датчика с σ_B (нТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$), а правая часть — СКО оценки значения индукции поля B_0 (нТл) с коэффициентом κ , который зависит от выбора алгоритма.

Коррекция по атомным спутниковым часам

Современные аэросъёмки всегда проводятся с использованием какого-либо приёмника ГНСС для обеспечения координатно-временной привязки. При этом хорошо известно, что решение ГНСС оценивает не только положение, но и время [16]. Поскольку координаты и ошибка часов оцениваются из одного и того же набора измерений времени распространения электромагнитных сигналов, ошибка в единицах времени остаётся одинаковой для двух величин. Учитывая среднеквадратичную (СКО) ошибку позиционирования $\sigma_p = 5$ м [16], легко вычислить ошибку времени $\sigma_t = \sigma_p / c \approx 17$ нс, c — скорость света. Приёмники ГНСС способны выводить сигнал, синхронизированный с атомными часами спутников. Он называется PPS (Pulse Per Second) и обычно генерируется с частотой 1 Гц.

Сигнал PPS может использоваться в различных приложениях, например для синхронизации различных устройств [17]. Поскольку все приёмники имеют одинаковое СКО σ_t , его значение и определяет точность синхронизации. Если воспользоваться эталонными часами частотомера для измерения длительности секунды в сигнале PPS, полученное значение счётчика будет оценкой истинного значения опорной тактовой частоты $f_{clk} \in (f_{clk} - 1, f_{clk} + 1)$. Теперь, используя его для вычисления величины $T = n / f_{clk}$ в (1), мы можем быть уверены, что относительная среднеквадратичная погрешность оценки частоты находится в следующих пределах:

$$\delta \in (-1,7 \cdot 10^{-8}, +1,7 \cdot 10^{-8}).$$

На рис. 4 показаны результаты использования сигнала PPS. Система только что была включена. Изначально приёмник ГНСС не видит спутников. Около 17:35:50 он начинает обрабатывать сигналы, но трёх спутников недостаточно для получения 4-мерного решения, содержащего время и положение.

Решение навигационной задачи появляется только после 17:36:00, когда в поле зрения попадает четвёртый спутник.

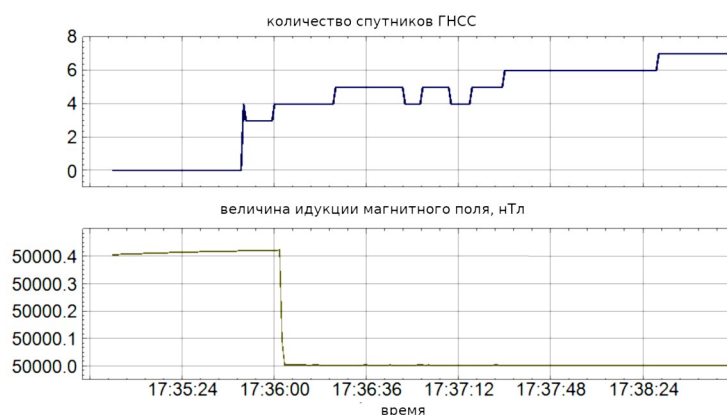


Рис. 4. Применение коррекции часов по ГНСС.

Верхний график: количество спутников, использованных для решения ГНСС.

Нижний график: оценка величины индукции магнитного поля (нТл) после коррекции часов

Внизу на рис. 4 представлено значение поля. Входом является постоянная частота 174 928,85 Гц, что соответствует значению индукции 50 000 нТл (для цезия). Однако до 17:36:00 значение неверно, и мы видим ошибку около 10^{-5} или 0,4 нТл. Более того, значение изменяется на 0,02 нТл или около $5 \cdot 10^{-7}$ за 1 мин из-за прогрева. Оба эти числа указывают на ограниченную точность и стабильность опорного генератора. Но при появлении сигнала PPS оценка поля принимает истинное значение.

Представленный экспериментальный результат практически доказывает эффективность использования сигнала PPS.

Выводы

Были рассмотрены два алгоритма, оба основанные на МНК. Один усредняет периоды за один интервал времени, другой усредняет частоту по тому же интервалу.

Показано, что в случае идеального входного сигнала для датчика с оптической накачкой на основе ^{133}Cs и опорной генератора 1 ГГц при частоте дискретизации 1 кГц будет иметь место ошибка оценки частоты $\pm 0,074$ нТл, что на 50 % больше ошибки оценки периода $\pm 0,049$ нТл, но это происходит только при определённых значениях магнитной индукции, примерно каждые 9 нТл. Во всех остальных случаях она ошибка ниже, примерно на порядок.

В случае зашумлённого сигнала эти плохие значения исчезают, поскольку им требуется очень специфическое распределение периодов Лармора. В результате оценка частоты всегда работает лучше, чем оценка периода: ошибка

оценки частоты $\pm 0,058$ нТл в случае шума $0,5$ пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$, что в пять раз лучше, чем ошибка оценки периода $\pm 0,278$ нТл при тех же условиях. Необходимо

анализировать соотношение между шумом датчика и ошибкой оценки. Формула для максимальной допустимой частоты дискретизации показывает зависимость от квадрата частоты опорного генератора.

Также описан способ обеспечения абсолютной точности измерений с использованием сигналов ГНСС. Если приёмник ГНСС имеет выход PPS, то погрешность оценки величины индукции магнитного поля может быть всего лишь $2 \cdot 10^{-8}$ или около 1 пТл.

Список литературы

1. Telford W.M., Geldart L.P., Sheriff R.E. Applied geophysics. — 2nd ed. — New York: Cambridge University Press, 2004. — 760 p.
2. Feng Y., Zheng Y., Chen L., Qu X., Fang G. Method of eliminating helicopter vibration interference magnetic field with a pair of magnetometers // Applied Sciences. — 2022. — V. 12 (4). — 2065. — DOI: 10.3390/app12042065.
3. Мойланен Е.В. Современные методы аэроэлектроразведки // Физика Земли. — 2022. — № 5. — С. 171–180. — DOI: 10.31857/S0002333722050210.
4. Логачев А.А. Опыт магнитной съёмки с самолёта // Разведка недр. — 1936. — № 17. — С. 40–41.
5. Dong H., Hu S., Ge J., Liu H., Luo W., Yuan Z., Zhu J., Zhang H. A high-precision and fast-sampling frequency measurement method based on FPGA carry chain for airborne optically pumped cesium magnetometer // Review of Scientific Instruments. — 2018. — V. 89. — I. 7. — 075001. — DOI: 10.1063/1.5036822.
6. Vershovskii A.K., Pazgalev A.S. Optically pumped quantum M_x magnetometers: digital measurement of the M_x resonance frequency in a rapidly varying field // Technical Physics. — 2006. — V. 51. — № 7. — P. 924–928. — DOI: 10.1134/S1063784206070188.
7. Fairhead J.D., Cooper G.R.J., Sander S. Advances in airborne gravity and magnetics // Proceedings of Exploration 17: Sixth Decennial International Conference on Mineral Exploration. — Toronto, Canada, 2017. — P. 113–127.
8. Canciani A.J. Magnetic navigation on an F-16 aircraft using online calibration // IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems. — 2022. — V. 58. — № 1. — P. 420–434. — DOI: 10.1109/TAES.2021.3101567.
9. Scintrex CS-3 high sensitivity Cs magnetometer sensor. — URL: <https://www.scin-trexltd.com/product/cs-3-high-resolution-cesium-magnetometer-copy> (дата обращения: 27.11.2024).
10. Магнитометрический датчик ДМ. — URL: <https://radar-mms.com/product/magnitometricheskie-sistemy/kvantovyy-geofizicheskiy-magnitometr/> (дата обращения: 27.11.2024).

11. Hu S., Dong H., Ge J., Luo W. A high-speed, continuous and no-intermittent frequency measurement algorithm for cesium optically pumped magnetometer // First International Conference on Electronics Instrumentation & Information Systems (EIS). — Harbin, China, 2017. — P. 1–5. — DOI: 10.1109/EIS.2017.8298585.
12. Karshakov E., Volkovitsky A. Optimization of frequency measurements for quantum magnetometers // IEEE Sensors Journal. — 2024. — V. 24. — № 15. — P. 23694–23702. — DOI: 10.1109/JSEN.2024.3414318.
13. Schmitt O.H. A thermionic trigger // Journal of Scientific Instruments. — 1938. — V. 15. — № 1. — P. 24–26. — DOI: 10.1088/0950-7671/15/1/305.
14. Hamming R.W. Digital Filters. — 3rd ed. — Mineola, New York: Dover Publications, 1998. — 284 p.
15. Simon D. Optimal state estimation: Kalman, H_∞ , and nonlinear approaches. — Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2006. — 552 p.
16. Grewal M.S., Weill L.R., Andrews A.P. Global positioning systems, inertial navigation, and integration. — New York: John Wiley & Sons, 2001. — 549 p.
17. Pardo-Zamora O.N., Romero-Troncoso R.d.J., Millan-Almaraz J.R., Morinigo-Sotelo D., Osornio-Rios R.A., Antonino-Daviu J.A. Power quality disturbance tracking based on a proprietary FPGA sensor with GPS synchronization // Sensors. — 2021. — V. 21. — № 11. — P. 3910.

Статья поступила в редакцию: 02.12.2024 г.

Статья прошла рецензирование: 29.11.2024 г.

Статья принята в работу: 09.01.2025 г.