

П. Д. ДВУЛИТ

ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРНЫХ МАСС НА ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Известно, что на элементы гравитационного поля Земли оказывают влияние различные факторы. Среди них определенную роль играет состояние атмосферы, которое подвергается изменению. В настоящей работе исследуется влияние состояния атмосферных масс на силу тяжести, ее потенциал и отклонение отвеса по данным карты погоды мира.

Примем, что аномальные атмосферные массы, окружающие земную поверхность, распространяются на высоту $H=10$ км. При этом под аномальными массами мы понимаем массы, определяемые высотой ртутного столба $h=P-760$, где P — реальное атмосферное давление, приведенное к уровню моря. Найдем плотность этих масс при предположении, что она изменяется лишь с высотой по линейному закону. Сначала рассмотрим атмосферу в области, ограниченной прямым круговым цилиндром радиуса a и высотой H . Согласно принятому, плотность

$$\delta = \mu - kz, \quad (1)$$

где μ и k — некоторые постоянные, z — высота точки над нижним основанием цилиндра.

Определим m — массу цилиндра. Имеем

$$m = \pi a^2 \int_0^H (\mu - kz) dz.$$

Интегрируя, получаем

$$m = \pi a^2 \left(\mu H - \frac{1}{2} k H^2 \right). \quad (2)$$

Ту же массу выразим через массу ртутного столба

$$m = \pi a^2 h D, \quad (3)$$

где D — плотность ртути.

На основании (2) и (3) получаем

$$\mu H - \frac{1}{2} k H^2 = h D. \quad (4)$$

Присоединим сюда еще следующее условие:

$$\mu - k H = 0. \quad (5)$$

Оно соответствует требованию, чтобы на высоте H плотность $\delta=0$. Из (4) и (5) получаем такие значения для μ и k :

$$\mu = \frac{2hD}{H}, \quad k = \frac{2hD}{H^2}. \quad (6)$$

Рассмотрим теперь более общий случай слоя, заключенного между двумя концентрическими сферами. Обозначим радиус внутренней сферы через R , а радиус внешней сферы — через $R+H$. Плотность в

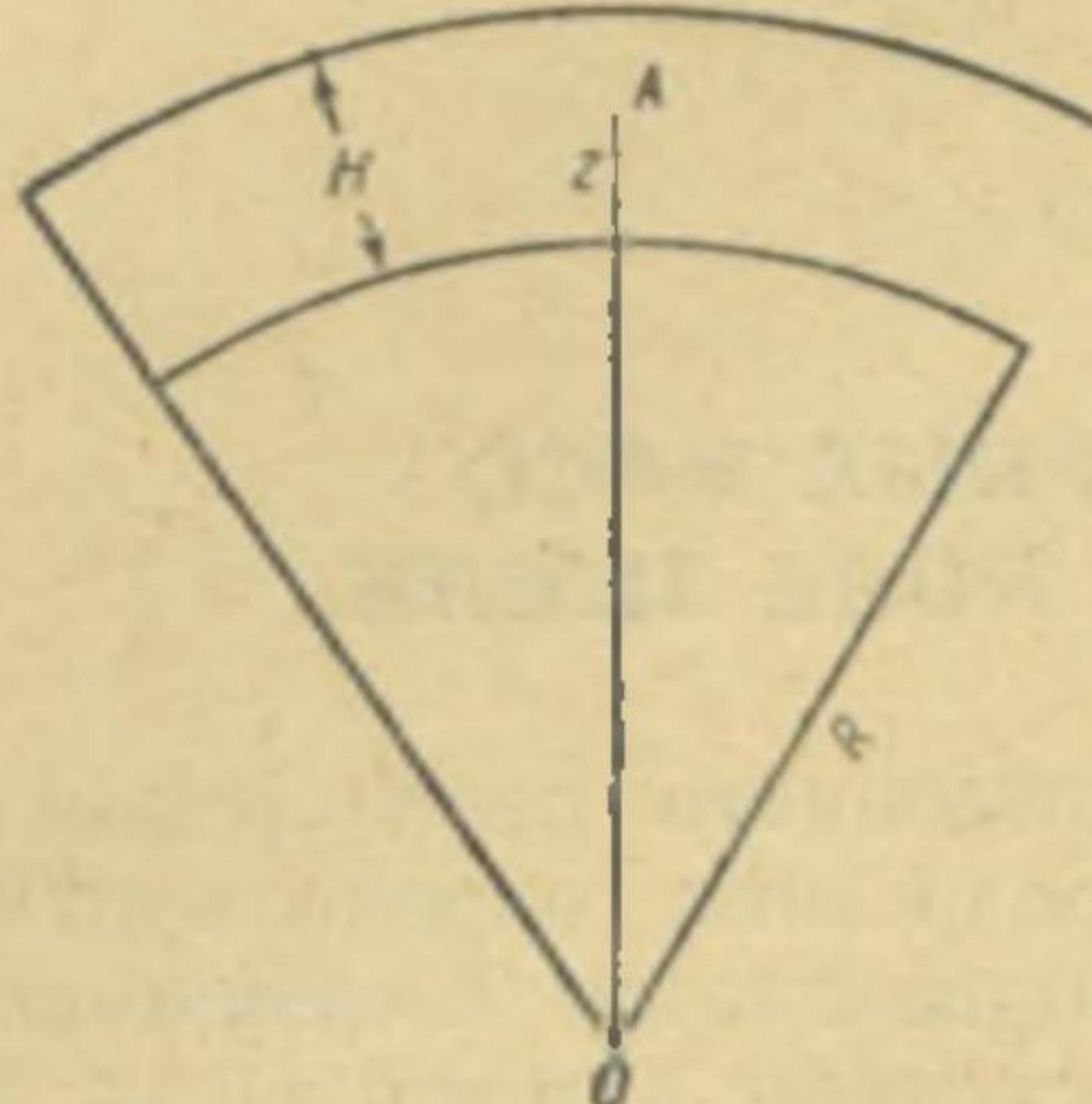


Рис. 1.

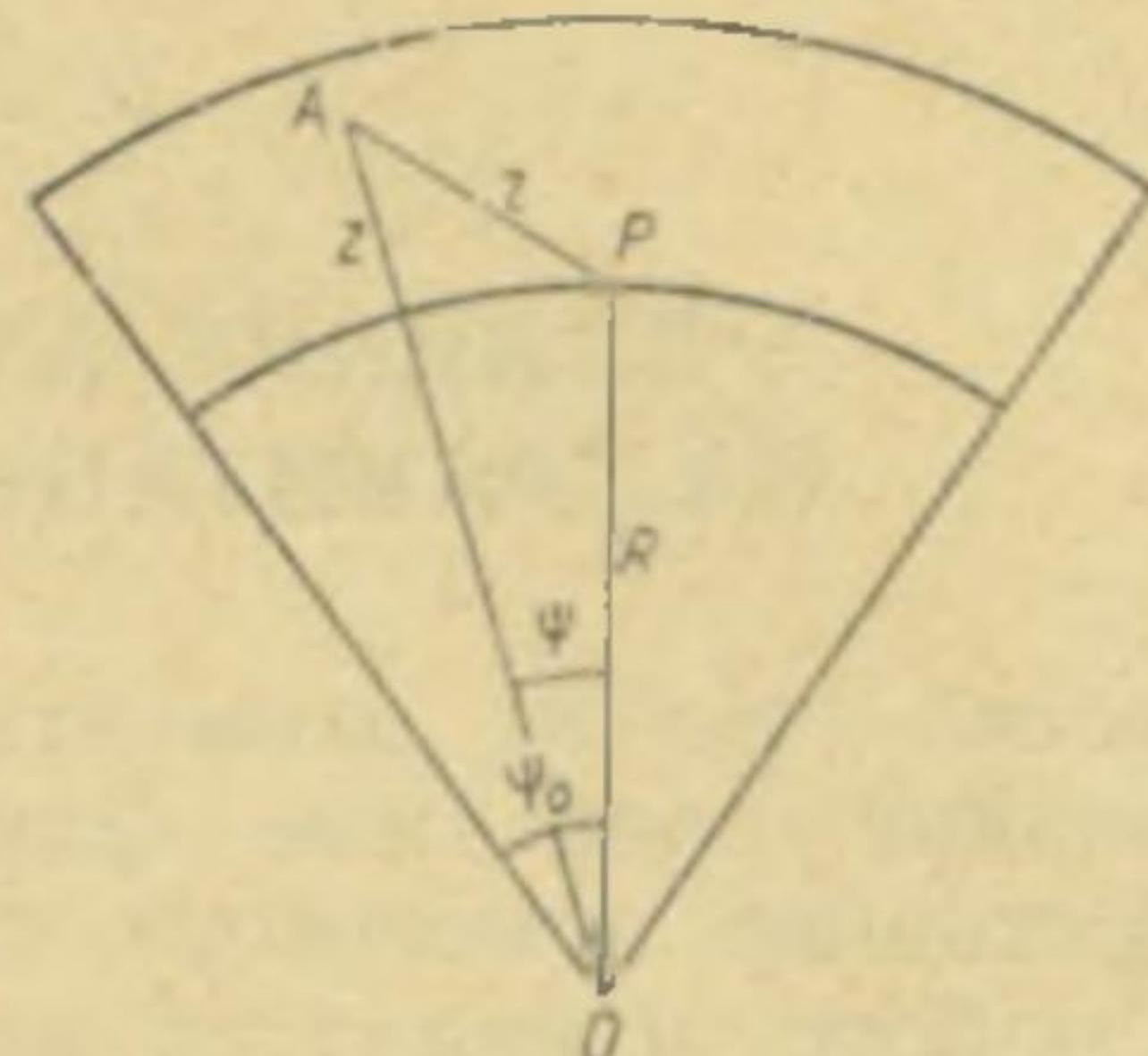


Рис. 2.

точке A (рис. 1) определим по формуле (1), только теперь под z будем понимать расстояние от внутренней сферы до точки A .

Получаем такое выражение для массы слоя:

$$m = \int_R^{R+H} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} (\mu - kz) \rho^2 \sin \psi d\rho d\psi d\lambda.$$

Интегрируя по λ и ψ , находим

$$m = 4\pi \int_R^{R+H} (\mu - kz) \rho^2 d\rho.$$

Полагая $\rho - k = z$ и $d\rho = dz$, получим

$$m = 4\pi \int_0^H (\mu - kz) (R+z)^2 dz$$

или

$$m = 4\pi R^3 \int_0^H (\mu - kz) \left(1 + 2\frac{z}{R} + \dots \right) dz.$$

Но $\left(\frac{z}{R}\right)_{\max} = \frac{H}{R} = \frac{1}{600}$ при $H = 10$ км и $R = 6000$ км. Следовательно,

с ошибкой $\frac{m}{300}$

$$m = 4\pi R^2 \left(\mu H - \frac{1}{2} k H^2 \right). \quad (7)$$

С другой стороны, масса ртутного столба равна

$$m = \frac{4}{3} \pi D [(R+h)^3 - R^3],$$

что приводится к следующему

$$m = 4\pi R^2 h D \left(1 + \frac{h}{R} + \dots \right).$$

Но даже при $h=50$ мм, явно преувеличенной аномалии,

$$\frac{h}{R} = 8 \cdot 10^{-9}.$$

Поэтому

$$m = 4\pi R^2 h D. \quad (8)$$

Формулы (7) и (8) дают

$$hD = \mu H - \frac{1}{2} k H^2. \quad (9)$$

Учитывая условие (5), получаем

$$\mu = \frac{2hD}{H}, \quad k = \frac{2hD}{H^2}.$$

Таким образом, мы пришли к ранее найденному результату.

Теперь после установления гипотетического распределения плотности аномальных масс атмосферы приступим к определению их потенциала и его производных.

1. Обратимся к рис. 2. На нем нанесены: P — точка, в которой определяется потенциал; z — расстояние от внутренней сферы до переменной точки A .

Напишем общее выражение для потенциала

$$V = f \int \frac{dm}{r}.$$

Здесь

$$dm = \delta \rho^2 \sin \psi d\rho d\psi d\lambda,$$

$$r^2 = \rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi,$$

$$\delta = \mu - kz.$$

Следовательно,

$$V = f \int_R^{R+H} \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} \delta \frac{\rho^2 \sin \psi d\rho d\psi d\lambda}{\sqrt{\rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi}}.$$

После интегрирования по λ и ψ получим

$$V = 2\pi f \int_R^{R+H} \delta \frac{\rho}{R} [\sqrt{\rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi_0} - (\rho - R)] d\rho. \quad (10)$$

Приступим к преобразованию радикала $\sqrt{\rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi_0}$, который обозначим через u .

$$u = \sqrt{\rho^2 + R^2 - 2\rho R + 4\rho R \sin^2 \frac{\psi_0}{2}}.$$

Так как $\rho=R+z$, то после некоторых преобразований получим

$$u=r_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{z}{R} + \frac{1}{2} \frac{z^2}{r_0^2} + \dots \right), \quad r_0 > z,$$

где $r_0 = 2R \sin \frac{\psi_0}{2}$.

Таким образом, формула (10) принимает вид:

$$V = 2\pi f r_0 \int_R^{R+H} (\mu - kz) \left(1 + \frac{z}{R} \right) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{z}{R} + \frac{1}{2} \frac{z^2}{r_0^2} - \frac{z}{r_0} \right) dz.$$

Будем пренебрегать малой величиной $\frac{V}{100}$.

Так как $\left(\frac{z}{R} \right)_{\max} = \frac{H}{R} = \frac{1}{600}$ (при $H=10$ км, $R=6000$ км), то член $\frac{z}{R}$ влечет за собой ошибку порядка $\frac{V}{600}$ и, следовательно, его можно отбросить.

Член

$$\left(\frac{1}{2} \frac{z^2}{r_0^2} \right)_{\max} = \frac{1}{2} \frac{H^2}{r_0^2}.$$

Он должен быть меньше или равен 0,01, что соблюдается при $r_0=70$ км.

Выходит, что при $r_0 \geq 70$ км членом $\frac{1}{2} \frac{H^2}{r_0^2}$ можно пренебречь.

Итак,

$$V = 2\pi f r_0 \int_0^H (\mu - kz) \left(1 - \frac{z}{r_0} \right) dz.$$

Интегрируя, получаем

$$V = 2\pi f r_0 H \left[\mu - \frac{1}{2} \left(k + \frac{\mu}{r_0} \right) H + \frac{k}{r_0} \cdot \frac{1}{3} H^2 \right].$$

Подставляя вместо μ и k их выражения из (6), находим

$$V = 2\pi f r_0 h D \left(1 - \frac{1}{3} \frac{H}{r_0} \right), \quad r_0 \geq 70 \text{ км.}$$

При $\frac{1}{3} \frac{H}{r_0} = \frac{1}{100}$ этот член можно отбросить. Это возможно при $r_0 = 333$ км.

Итак, окончательно имеем такие формулы:

$$V = 2\pi f h D r_0 \left(1 - \frac{1}{3} \frac{H}{r_0} \right), \quad 70 \text{ км} \leq r_0 \leq 330 \text{ км},$$

$$V = 2\pi f h D r_0, \quad r_0 \geq 330 \text{ км}. \quad (11)$$

При $r_0 < 70$ км следует удерживать ранее отброшенные члены. Формулы (11) пригодны для учета центральной зоны. Из них можно получить формулы для сферической трапеции.

Пусть r_1 и r_2 — внутренняя и внешняя параллели трапеции, V_T — потенциал трапеции.

Тогда

$$V_T = 2\pi f h D \frac{1}{n} (r_2 - r_1).$$

Если заменить r сферическим расстоянием ψ , эта формула перепишется так:

$$V_T = 4\pi f R h D \frac{1}{n} \left(\sin \frac{\psi_2}{2} - \sin \frac{\psi_1}{2} \right). \quad (12)$$

2. Определим вертикальную составляющую притяжения аномальных атмосферных масс.

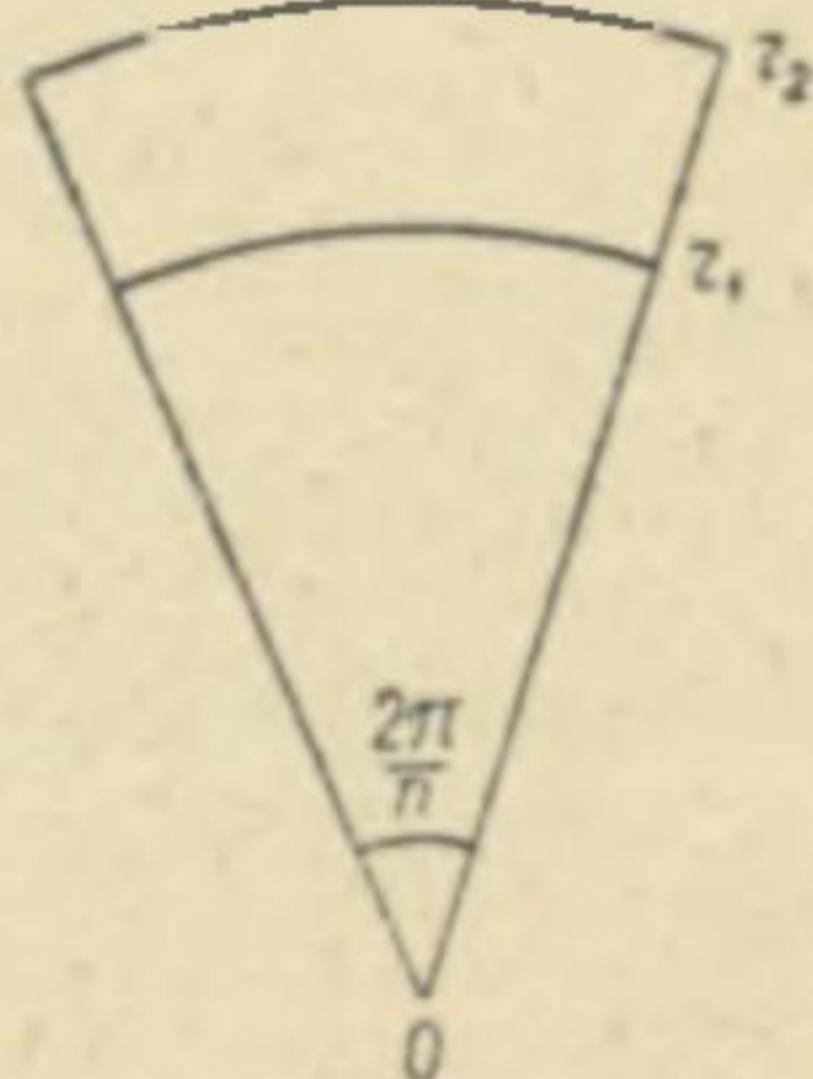


Рис. 3.

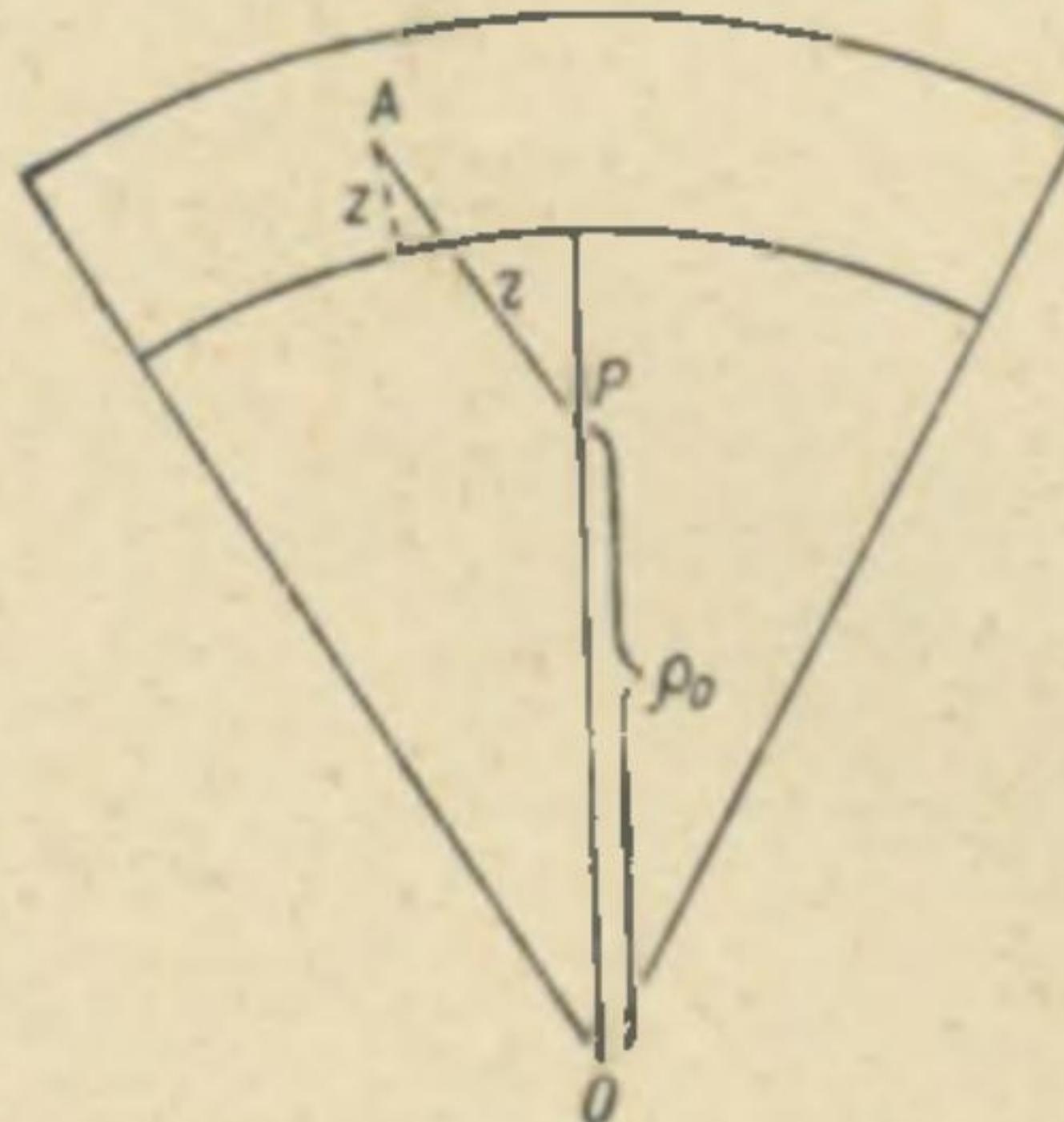


Рис. 4.

Будем исходить из формулы (10). В ней нужно принять $R = \rho_0$,

$$V = 2\pi f \int_R^{R+H} \delta \frac{\rho}{\rho_0} [V \sqrt{\rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos \psi_0} - (\rho - \rho_0)] d\rho.$$

Возьмем производную по ρ_0 . Получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{dV}{d\rho_0} \right)_{\rho_0=R} &= -2\pi f \int_R^{R+H} \delta \frac{\rho}{R^2} [V \sqrt{\rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi_0} - (\rho - R)] d\rho + \\ &+ 2\pi f \int_R^{R+H} \delta \frac{\rho}{R} \left[\frac{R - \rho \cos \psi_0}{V \sqrt{\rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi_0}} + 1 \right] d\rho. \end{aligned}$$

Примем во внимание, что

$$V \sqrt{\rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi_0} = r_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{z}{R} + \frac{1}{2} \frac{z^2}{r_0^2} \right),$$

$$2\pi f \int_R^{R+H} \delta \frac{\rho}{R^2} [V \sqrt{\rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi_0} - (\rho - R)] d\rho = \frac{V}{R},$$

$$R - \rho \cos \psi_0 = -z + \frac{r_0^2}{2R} + \frac{r_0^2}{2R^2} z.$$

Получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{dV}{d\rho_0} \right)_{\rho_0=R} &= -\frac{V}{R} + 2\pi f \int_R^{R+H} \delta \frac{\rho}{R} \left[\left(-z + \frac{r_0^2}{2R} + \frac{r_0^2}{2R^2} z \right) \times \right. \\ &\times \left. \left(1 - \frac{1}{2} \frac{z}{R} - \frac{1}{2} \frac{z^2}{r_0^2} \right) \frac{1}{r_0} + 1 \right] d\rho. \end{aligned}$$

Сделаем оценку некоторых членов

$$\frac{1}{2} \frac{z^2}{r_0^2} < \frac{1}{2} \frac{H^2}{r_0^2} = \frac{1}{100},$$

отсюда при $H=10$ км, $r_0=70$ км.

Следовательно, при $r_0 \geq 70$ км этот член можно отбросить; можно пренебречь и членом

$$\frac{1}{2} \frac{z}{R} < \frac{1}{2} \frac{H}{R} = \frac{1}{1200}.$$

Итак,

$$\left(\frac{dV}{d\rho_0} \right)_{\rho_0=R} = -\frac{V}{R} + 2\pi f \int_R^{R+H} \delta \frac{\rho}{R} \left(1 - \frac{z}{r_0} + \frac{r_0}{2R} + \frac{r_0}{2R^2} z \right) d\rho.$$

Сделаем подстановку $\rho=R+z$, $d\rho=dz$.

Получим

$$\left(\frac{dV}{d\rho_0} \right)_{\rho_0=R} = -\frac{V}{R} + 2\pi f \int_0^H \delta \left(1 - \frac{z}{r_0} + \frac{r_0}{2R} + \frac{r_0}{2R^2} z \right) dz.$$

Последний член под знаком интеграла можно отбросить. Следовательно,

$$\left(\frac{dV}{d\rho_0} \right)_{\rho_0=R} = -\frac{V}{R} + 2\pi f \int_0^H \delta \left(1 - \frac{z}{r_0} + \frac{r_0}{2R} \right) dz, \quad r_0 \geq 70 \text{ км.}$$

Заменим плотность δ ее значением (1).

Тогда

$$\left(\frac{dV}{d\rho_0} \right)_{\rho_0=R} = -\frac{V}{R} + 2\pi f \int_0^H (\mu - kz) \left(1 - \frac{z}{r_0} + \frac{r_0}{2R} \right) dz.$$

После подстановки μ и k по формуле (6) и интегрирования находим

$$\left(\frac{dV}{d\rho_0} \right)_{\rho_0=R} = -\frac{V}{R} + 2\pi f h D \left(1 - \frac{1}{3} \frac{H}{r_0} + \frac{1}{2} \frac{r_0}{R} \right), \quad r_0 \geq 70 \text{ км.}$$

Подставим вместо V его значение (11). Окончательно получаем

$$\delta g = - \left(\frac{dV}{d\rho_0} \right)_{\rho_0=R} = -2\pi f h D \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r_0}{R} - \frac{1}{3} \frac{H}{r_0} \right), \quad 330 \text{ км} \geq r_0 \geq 70 \text{ км}, \quad (13)$$

$$\delta g = - \left(\frac{dV}{d\rho_0} \right)_{\rho_0=R} = -2\pi f h D \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r_0}{R} \right), \quad r_0 \geq 330 \text{ км.}$$

Из формул (13) можно получить формулы для сферической трапеции:

$$\delta_{g_T} = 2\pi f h D \frac{1}{n} \left[\frac{r_2 - r_1}{2R} + \frac{1}{3} H \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) \right], \quad 330 \text{ км} \geq r_0 \geq 70 \text{ км},$$

$$\delta_{g_T} = \pi f h D \frac{r_2 - r_1}{n R}, \quad r_0 \geq 330 \text{ км.}$$

Если заменить r через ψ , то получим следующее выражение:

$$\delta_{g_T} = 2\pi f h D \frac{1}{n} \left(\sin \frac{\psi_2}{2} - \sin \frac{\psi_1}{2} \right). \quad (14)$$

3. Выведем формулу для горизонтальной составляющей притяжения аномальных атмосферных масс.

На рис. 5 введены следующие обозначения:

$$OA = \rho = R + z; \quad OP = \rho_0;$$

$$OP' = \rho'; \quad PP' = s;$$

$$P'A = r_1; \quad \angle P'PO = 90^\circ;$$

$$\angle POA = \psi.$$

Построим сферический треугольник на трехграннике $OPP'A$. Из него получаем

$$\cos x = \cos \psi \cos y + \sin \psi \sin y \cos A.$$

Из рис. 5 имеем

$$\cos y = \frac{\rho_0}{\rho'}, \quad \sin y = \frac{s}{\rho'}.$$

Поэтому

$$\cos x = \frac{\rho_0}{\rho'} \cos \psi + \frac{s}{\rho'} \sin \psi \cos A.$$

Далее из треугольников $P'AO$ и $PP'O$ найдем:

$$r_1^2 = \rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos x,$$

$$\rho'^2 = \rho_0^2 + s^2,$$

$$r_1^2 = \rho^2 + \rho_0^2 + s^2 - 2\rho\rho_0 \cos \psi - 2\rho s \sin \psi \cos A.$$

Напишем теперь потенциал сферического слоя в точке P' .

$$V = f \int \frac{dm}{\sqrt{\rho^2 + \rho_0^2 + s^2 - 2\rho(\rho_0 \cos \psi + s \sin \psi \cos A)}}.$$

Определим $\frac{dV}{dS}$ при $s=0$ и $\rho_0=R$. Получаем

$$\frac{dV}{dS} = f \int_R^{R+H} \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} \frac{\rho^3 \sin^2 \psi \cos A d\rho d\psi dA}{(\rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi)^{3/2}}.$$

Отсюда сразу видно, что при постоянном δ для сферического отсека $\frac{dV}{dS} = 0$. Найдем $\frac{dV}{dS}$ для сферической трапеции.

$$\frac{dV}{dS} = f (\sin A_2 - \sin A_1) \int_R^{R+H} \int_{\psi_1}^{\psi_2} \delta \frac{\rho^3 \sin^2 \psi d\rho d\psi}{(\rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi)^{3/2}}.$$

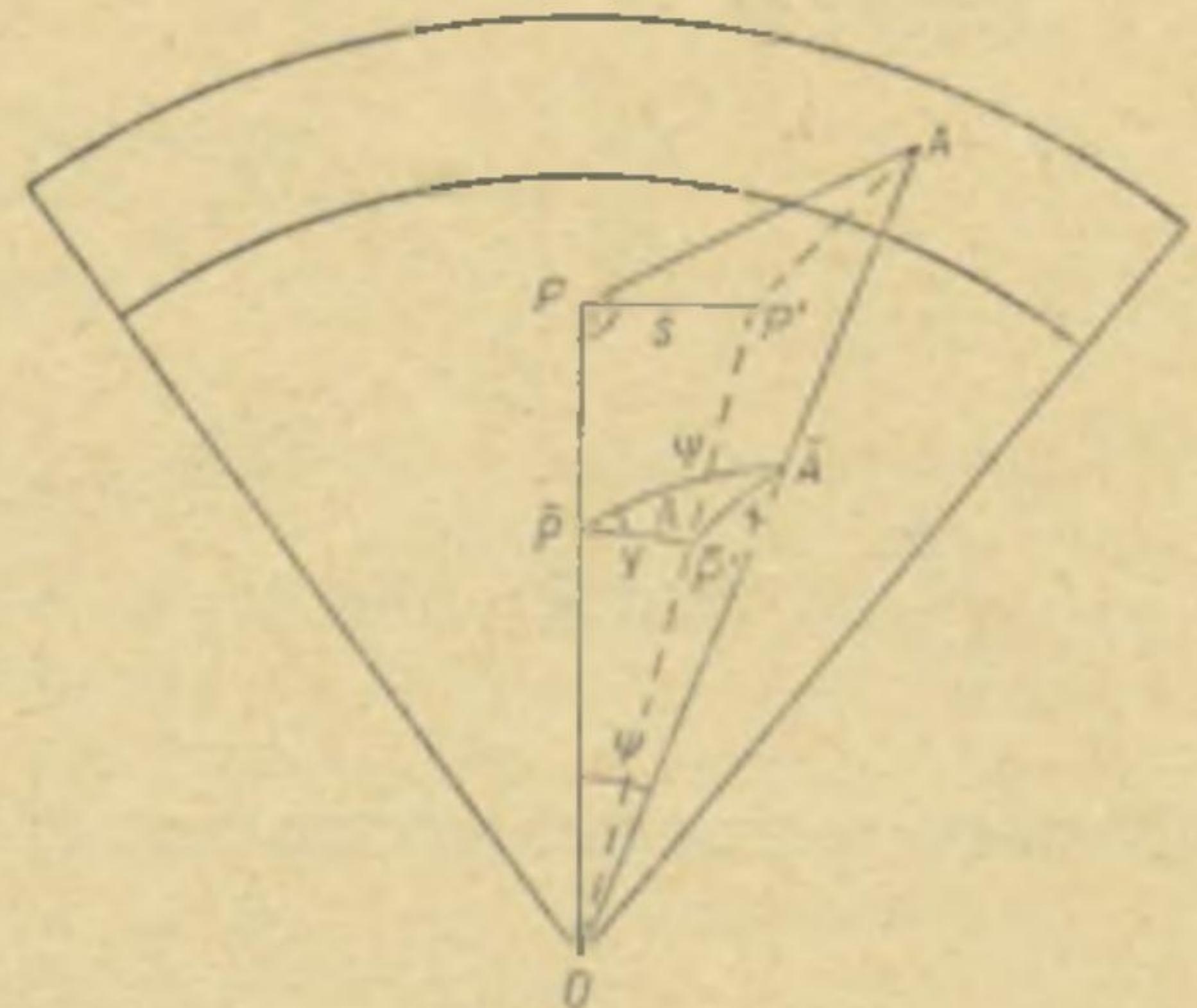


Рис. 5.

Так как $\rho = R + z$, то

$$\rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi = r^2 \left(1 + \frac{z}{R} + \frac{z^2}{r^2}\right),$$

где $r = 2R \sin \frac{\psi}{2}$.

Поэтому

$$\frac{dV}{dS} = f(\sin A_2 - \sin A_1) \int_R^{R+H} \int_{\psi_1}^{\psi_2} \delta \frac{\rho^3 \sin^2 \psi d\rho d\psi}{r^3 \left(1 + \frac{z}{R} + \frac{z^2}{r^2}\right)}$$

или

$$\frac{dV}{dS} = f(\sin A_2 - \sin A_1) \int_R^{R+H} \int_{\psi_1}^{\psi_2} \delta \rho^3 \left(1 - \frac{3}{2} \frac{z}{R} - \frac{3}{2} \frac{z^2}{r^2}\right) \frac{\sin^2 \psi}{r^3} d\rho d\psi.$$

Оценим некоторые члены при $H = 10$ км.

$$\frac{3}{2} \frac{z}{R} < \frac{3}{2} \frac{H}{R} = \frac{1}{400},$$

$$\frac{3}{2} \frac{z^2}{r^2} < \frac{3}{2} \frac{H^2}{r^2} = \frac{1}{100} \text{ при } r = 120 \text{ км.}$$

Поэтому с достаточной степенью точности напишем

$$\frac{dV}{dS} = f(\sin A_2 - \sin A_1) \int_R^{R+H} \int_{\psi_1}^{\psi_2} \delta \rho^3 \frac{\sin^2 \psi d\rho d\psi}{r^3}, \quad r \geq 120 \text{ км.}$$

Рассмотрим отдельно интеграл

$$I_1 = \int_{\psi_1}^{\psi_2} \frac{\sin^2 \psi}{r^3} d\psi.$$

После подстановки r он приводится к виду

$$I_1 = \frac{1}{2R^3} \int_{\psi_1}^{\psi_2} \frac{d\psi}{\sin \frac{\psi}{2}} - \frac{1}{2R^3} \int_{\psi_1}^{\psi_2} \sin \frac{\psi}{2} d\psi.$$

Интегрируя, получаем

$$I_1 = \frac{1}{R^3} \left(\ln \operatorname{tg} \frac{\psi_2}{4} - \ln \operatorname{tg} \frac{\psi_1}{4} + \cos \frac{\psi_2}{2} - \cos \frac{\psi_1}{2} \right).$$

Итак,

$$\frac{dV}{dS} = \frac{f}{R^3} (\sin A_2 - \sin A_1) \left(\ln \operatorname{tg} \frac{\psi_2}{4} - \ln \operatorname{tg} \frac{\psi_1}{4} + \cos \frac{\psi_2}{2} - \cos \frac{\psi_1}{2} \right) \int_R^{R+H} \delta \rho^3 d\rho.$$

В интеграле

$$I_2 = \int_R^{R+H} \delta \rho^3 d\rho.$$

Заменим δ и ρ их значениями

$$\delta = \mu - kz; \quad \rho = R + z; \quad d\rho = dz.$$

Получим

$$I_2 = R^3 \int_0^H (\mu - kz) \left(1 + \frac{z}{R}\right)^3 dz.$$

Подставляя сюда значения μ и k и отбрасывая малую величину $\frac{z}{R}$, после интегрирования находим

$$I_2 = R^3 h D.$$

Таким образом, имеем окончательную формулу

$$\frac{dV}{dS} = fhD(\sin A_2 - \sin A_1) \left(\ln \tg \frac{\Phi_2}{4} - \ln \tg \frac{\Phi_1}{4} + \cos \frac{\Phi_2}{2} - \cos \frac{\Phi_1}{2} \right). \quad (15)$$

4. Полученные формулы для учета влияния аномальных атмосферных масс на силу тяжести, ее потенциал и отклонение отвеса были рассмотрены с точки зрения их практического применения. Исходным материалом послужил «Метеорологический бюллетень», ежемесячно издаваемый Центральным институтом прогнозов. В «Метеорологическом бюллетене» публикуются ежедневные карты погоды мира и карты среднемесячных значений атмосферного давления, геопотенциала и температуры воздуха. Для нашей цели использовались ежедневные карты погоды мира. На каждую дату на картах погоды даются атмосферные давления для всего земного шара, приведенные к уровню моря.

Практически вычисления производились следующим образом. На картах погоды мира земной шар разбит на трапеции $10^\circ \times 10^\circ$. Нами выписывались средние значения аномалии атмосферного давления для каждой трапеции. Вычисления осуществлялись двумя этапами: а) учет влияния аномальных атмосферных масс на силу тяжести, ее потенциал и отклонение отвеса в центральной и ближайших зонах; б) учет тех же элементов в дальних зонах.

Центральная зона определялась радиусом $r_0 = 100$ км. Зоны от $\psi = 0^\circ 54'$, что соответствует $r_0 = 100$ км, до $\psi = 10^\circ$ рассматривались как ближайшие. Область от $\psi = 10^\circ$ до $\psi = 180^\circ$ была отнесена к дальним зонам. По построенным, согласно формулам (11), (13) и (15), в масштабе карты специальным палеткам производился учет влияния центральной и ближайших зон. Центр палеток совмещался с исследуемой точкой, в которой вычислялось значение названных элементов. На каждую дату в центральной зоне использовалось среднее аномальное атмосферное давление. Ввиду того, что аномальное давление в центральной зоне постоянно, значение горизонтальной составляющей притяжения равно нулю. Учет зон от $\psi = 0^\circ 54'$ до $\psi = 10^\circ$ производился с помощью плоской палетки, только с применением формул (12), (14) и (15). Остальная же часть учитывалась на глобусе с помощью полусферической палетки.

Вся работа по вычислению потенциала аномальных атмосферных масс проделана для одного пункта физической поверхности Земли продолжительностью три месяца.

Ниже приводится таблица, в которой помещены результаты вычислений.

В этой таблице t и n — горизонтальные составляющие притяжения аномальных атмосферных масс соответственно в плоскости меридiana и первого вертикала; og — вертикальная составляющая притяжения тех же масс; d — деформация геоида, равная

$$d = \frac{V}{g}.$$

Изменения m , n , d и δg в зависимости от времени

Дата (1958 г.)	m в 10^{-4} сек ду- ги	n в 10^{-4} сек ду- ги	d в 10^{-2} см	δg в 10^{-4} м/2Л	Дата (1958 г.)	m в 10^{-4} сек ду- ги	n в 10^{-4} сек ду- ги	d в 10^{-2} см	δg в 10^{-4} м/2Л
1.I	-12	+3	-10	-35	15	-11	-6	+92	+58
2	-15	+12	-7	-1	16	-21	-11	+34	-14
3	-8	-5	-29	+2	17	-29	+16	-103	-70
4	+10	-10	-1	+43	18	-35	-1	-75	-74
5	+1	-13	-70	+52	19	-10	-3	-41	-16
6	-12	+2	-117	+42	20	+6	-1	-47	-46
7	-1	+43	-23	-15	21	-16	-10	-41	-37
8	-9	+36	-71	-112	22	-8	0	+27	-32
9	-17	-13	-35	-50	23	-6	+24	+35	-23
10	-18	+11	+70	+22	24	+1	-7	-75	-74
11	-16	-37	+5	+17	25	-9	-3	+43	-9
12	-0	-37	+49	+17	26	+2	+17	+46	+25
13	-35	+75	+48	-	27	-2	+29	+73	+35
14	+10	-35	+118	+65	28	+50	+27	+100	+50
15	+15	-20	+114	+43		+22	+16	+17	+18
16	+18	-10	+35	+20	2	+16	+24	-6	-26
17	+12	-15	+44	+46	3	-2	+2	-18	-35
18	-6	-12	+23	+10	4	-1	0	-5	-34
19	-36	0	+23	+17	5	+2	-12	+33	+11
20	-14	+6	-1	+14	6	-23	+6	+9	+14
21	-27	+24	-11	-27	7	-15	-10	-26	-11
22	-9	+22	-47	+12	8	-2	+15	+9	+9
23	+4	+28	+73	+56	9	+10	+16	+4	-25
24	+4	+11	+72	+23	10	-2	-14	-10	-35
25	+21	+23	+109	+26	11	-21	+6	-12	-86
26	+15	+18	+109	+53	12	-3	+18	+29	+11
27	+18	-6	+139	+53	13	+7	+32	+47	-47
28	+30	-11	+99	+67	14	-6	0	-5	-39
29	+30	-11	+106	+93	15	+1	+7	+37	-10
30	-6	-22	+63	+65	16	+7	+9	+74	-28
31	+7	-32	-18	-35	17	-7	+6	+62	+5
31	-8	-28	-5	+17	18	+2	+1	+86	+15
1.II	-5	-16	+32	+37	19	+14	+8	+86	+28
2	-15	-9	+53	+21	20	+21	+3	+46	-46
3	-7	-2	+117	+60	21	+11	+18	+61	-47
4	-16	+10	+76	+3	22	+11	+19	+55	-47
5	-24	-12	+34	+2	23	+32	-3	+120	-60
6	-34	+19	+1	-55	24	+23	-13	+63	+47
7	-36	-8	-67	-61	25	+8	+4	+29	+53
8	+5	-2	-57	-90	26	-3	0	+56	+34
9	-9	+3	+33	+32	27	-1	-7	+39	+33
10	-39	0	+17	-7	28	+2	+16	+43	+8
11	-5	+1	+52	+34	29	+10	+4	+65	-8
12	-10	+18	+35	+37	30	+16	+8	+101	+16
13	-29	+7	+18	+19	31	+15	+11	+102	+29
14	-22	-9	+16	+35					

Из таблицы видно, что влияние состояния атмосферы на элементы гравитационного поля Земли находится в пределах современной точности измерений.

Настоящая работа была включена в план работы кафедры «Астрономия и высшая геодезия» по инициативе профессора Н. К. Мигаля и выполнена под его руководством.

Работа поступила
17 марта 1966 г.