

Рис. 4. Результаты исследований ползучести покровного суглинка при сдвиге в режиме ступенчатого нагружения ( $\sigma_z = 400$  кПа;  $\Delta t_1 - 12 = 0,04$ ;  $\sigma_z = 16$  кПа)

Кроме того были выполнены исследования прочности суглинка в приборе прямого одноплоскостного сдвига ГПП-30 по методике регламентируемой ГОСТ 12248-96 и методом сдвига «плашки по плашке», в результате которых оказалось, что сцепление в грунте отсутствует, а «стандартная» прочность равна остаточной (рис. 6). Последнее, подтвержденное многократным повторением сдвига образца по заранее приготовленной плоскости сдвига, указывает на коагуляционный характер слабых межчастичных связей в водонасыщенном образце суглинка, легко восстанавливающихся при совмещении «плашек» и обжатии их в грунтоприёмной камере срезного прибора вертикальным давлением.

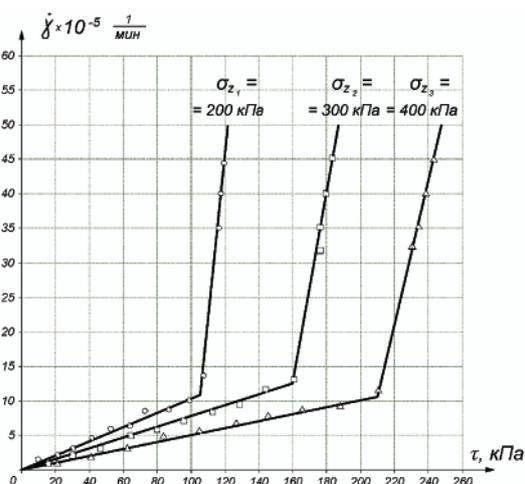


Рис. 5. Реологические кривые суглинка.

В результате выполненных экспериментов был определен порог вязко-пластического течения, который оказался ниже остаточной прочности суглинка

(рис. 5). Было установлено также, что переход из области вязкого в область вязко-пластического деформирования на реологических кривых  $\gamma = \gamma(\tau)$  происходит при практически постоянной для данного момента времени ( $t = 120$  мин) скорости деформирования, не зависящей от величины сжимающего напряжения (рис. 5).

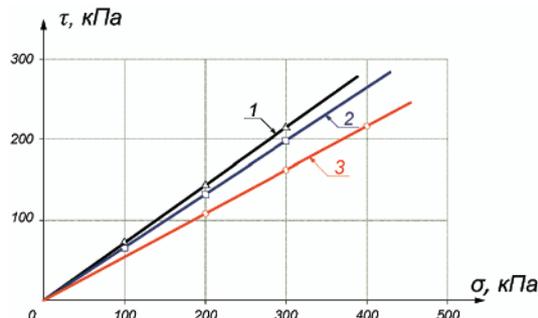


Рис. 6. Диаграммы прочности суглинка: 1 – условно-мгновенная прочность; 2 – «стандартная» и остаточная прочность; 3 – порог вязкопластического течения

#### РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ГРУНТОВЫХ И ВОДНЫХ СРЕДАХ

Кочешкова Л.Г., Кочева Е.А., Палашов В.В.

Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, Нижний Новгород, e-mail: queen220992@mail.ru

Сила, действующая в электромагнитном поле на элемент объема материи, является результирующей пондеромоторных сил, которые действуют в этом поле на все находящиеся в данном элементе объема электрические и магнитные элементарные частицы [1]. В потенциальном электрическом поле проявляются только силы, испытываемые электрическим зарядом, а также силы, испытываемые диполями поляризованного вещества. Произведение этой силы, действующей на элементарный заряд, на расстояние между электродами получается всегда одинаковым и дает энергию, передаваемую заряду, которая остается всегда постоянной и не зависит от расстояния между электродами. Энергия, сообщаемая элементарному заряду, не зависит и от величины силы тока. Сила, действующая на элементарный заряд может быть названа кулоновой ( $^c f$ ) и в случае объемно-распределенного заряда она представляется равенством, содержащим только векторы поля:

$$^c \mathbf{f} = \mathbf{E}_p = \mathbf{E} \operatorname{div} \mathbf{D}, \quad (1)$$

где в общем случае вектор электрической индукции или смещения  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ , а в случае линейного диэлектрика  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}$  и  $\mathbf{P} = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{K} \mathbf{E}$ .

С другой стороны, Кельвин впервые обратил внимание еще на существование другой силы, действующей на поляризованные незаряженные тела в потенциальном поле. Эта сила названа кельвиновой ( $^k f$ ). Ее отношение к единице объема выражается формулой:

$$^k \mathbf{f} = (\mathbf{P}_v) \mathbf{E}, \quad (2)$$

$\mathbf{P}_v$  в декартовой системе координат

$$\mathbf{P}_v = P_x \frac{\partial}{\partial x} + P_y \frac{\partial}{\partial y} + P_z \frac{\partial}{\partial z}.$$

Используя идеи Фарадея, Максвелл нашел выражение тензора потенциального поля, дивергенция которого равна общим пондеромоторным силам:

$$\mathbf{E} \operatorname{div} \mathbf{D} + (\mathbf{P}_{\nabla}) \mathbf{E} = \mathbf{D} \operatorname{div} \mathbf{P}_{mn}. \quad (3)$$

Раскрывая левую и правую части выражения (3) и применяя операции векторного анализа к векторам электромагнитного поля, Максвелл представил компоненты тензора (потенциального, электрического, безвихревого  $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$ ) следующим образом:

$$\begin{cases} P_{xx} = E_x D_x - \left(\frac{\epsilon_0}{2}\right) E^2; \\ P_{xy} = E_x D_y; \\ P_{xz} = E_x D_z \end{cases}$$

или более общее выражение  $P_{mn} = E_m D_n - (\epsilon_0/2) E^2 \delta_{mn}$ .

$$\mathbf{f} = \operatorname{div} \mathbf{P}_{mn} = \mathbf{E} \operatorname{div} \mathbf{D} + (\mathbf{P}_{\nabla}) \mathbf{E} + \mu_0 (\nabla \mathbf{M}) \mathbf{H} - \epsilon_0 \mathbf{E} \operatorname{rot} \mathbf{E} - \mu_0 \mathbf{H} \operatorname{rot} \mathbf{H}. \quad (6)$$

Представляя вихревые составляющие по уравнению Максвелла, К.М. Поливанов показал:

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{E} - \mu_0 \mathbf{H} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \mu_0 \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot \frac{\partial (\mathbf{M} + \mathbf{H})}{\partial t} - \mu_0 \mathbf{H} \cdot \left( \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = \\ &= \left( \frac{1}{c^2} \right) \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} - \mu_0 \mathbf{H} \cdot \left( \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right) + \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \left( \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) / c^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Произведя простые преобразования, он представил два последних слагаемых в форму-

ле (7), как производную по времени от вектора Пойнтинга

$$\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \left( \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) / c^2 = \left( \frac{1}{c^2} \right) \cdot \frac{\partial (\mathbf{E} \cdot \mathbf{H})}{\partial t} = \left( \frac{\partial \Pi}{\partial t} \right) / c^2. \quad (8)$$

Вектор Пойнтинга, деленный на  $c^2$ , представляет собой пространственную плотность импульса  $\Pi / c^2 = mu$ , как объемную плотность силы

$$\left( \frac{\partial \Pi}{\partial t} \right) / c^2 = \frac{\partial (mu)}{\partial t}. \quad (9)$$

Представляя плотность переноса потока электромагнитных частиц в системе электрод – грунтовой электролит в виде вектора Пойнтинга, нами, впервые в России и за рубежом, выявлена закономерность превращения параметров электрического сопротивления под воздействием изменения уровня постоянной или выпрямленной ЭДС [2]:

$$\begin{aligned} z &= \sqrt{\frac{\epsilon \mu - \sin^2 \alpha}{g \epsilon \mu}} \cdot R = \sqrt{\frac{R}{g}} \cos \varphi; \\ g &= g_+ + g_-; \quad g_+ = \frac{1}{r_+}; \quad g_- = g - g_+, \end{aligned}$$

где  $z$  – кажущееся сопротивление;  $R$  – омическое сопротивление;  $g$  – общая проводимость;  $\epsilon \mu$  – показатель среды;  $\alpha$  – угол распространения энергии;  $\varphi$  – угол преломления энергии;  $g_+$  – проводимость анионов ( $1/r_+$ );  $g_-$  – проводимость катионов ( $1/r_-$ ).

На рис. 1 представлена схема распространения потока энергии с определенным импульсом, направленной от анода к катоду.

Заметим, что помимо положительно и отрицательно заряженных частиц, никакого другого тока в грунтовых электролитах не образуется. Таким образом, молекулярно-кинетическую схему движения заряженных частиц (ионов) можно представить в виде схемы рис. 2.

$$\mathbf{f} = \operatorname{div} \mathbf{P}_{mn} = \mathbf{E} \operatorname{div} \mathbf{D} + (\mathbf{P}_{\nabla}) \mathbf{E} - \epsilon_0 \mathbf{E} \operatorname{rot} \mathbf{E}.$$

Эта сила названа вихревой (В):

$${}^B \mathbf{f} = -\epsilon_0 \mathbf{E} \operatorname{rot} \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (4)$$

В самом общем случае тензор натяжений электромагнитного поля можно представить следующей формулой:

$$P_{mn} = E_m D_n - \left(\frac{\epsilon_0}{2}\right) E^2 \delta_{mn} + H_m B_n - \left(\frac{\mu_0}{2}\right) H^2 \delta_{mn}. \quad (5)$$

Эта формула верна как для линейных сред, когда  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}$  и  $\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$ , так и для общего случая, когда  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$  и  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M}$ .

Дивергенция тензора натяжений электромагнитного поля дает соответствующее выражение силы, обусловленной этим полем:

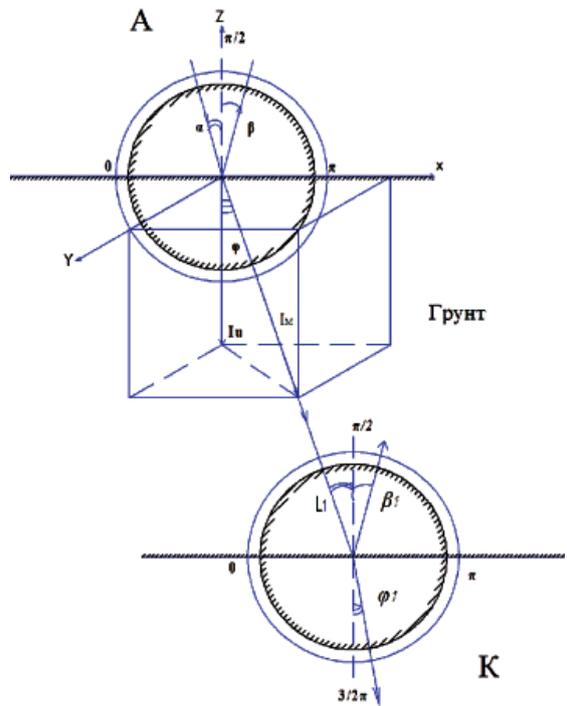


Рис. 1. Схема распространения энергии потока частиц, локализованных вектором Пойнтинга

Как видим, электрический ток, движение ионов от анода к катоду, является мерой переноса только электронного заряда, поэтому  $U/I_+ = r_+$ ;  $g_+ = 1/r_+$ . Элек-

трический ток, движение от катода к аноду, является мерой переноса ионного тока. Приняв электронный ток равным ионному, направленному от анода к катоду, легко рассчитать полный ток, который является мерой переноса общего заряда, представляющего собой сумму зарядов положительно и отрицательно заряженных ионов.

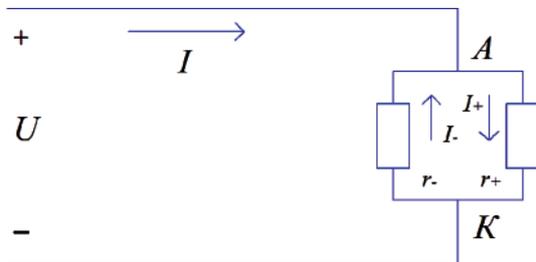


Рис. 2. Молекулярно-кинетическая схема движения ионов в электролите

Одновременное и противоположное движение заряженных частиц в электролитической «ванне» позволяет сделать вывод, что молекулярно-кинетические скорости будут различаться между собой и суммироваться. Таким образом, мощности для по-

ложительно и отрицательно заряженных ионов распределяется между собой следующим образом:

$$P = \frac{U^2}{r_+} + \frac{U^2}{r_-}; \quad P = \frac{U^2}{g} \quad (10)$$

Поскольку кинетическую энергию движения любого предмета можно измерить в калориях, точно также и в джоулях (исходя из закона Фарадея  $1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/эл. заряд}$ ;  $1 \text{ А} = 6,35 \cdot 10^{18} \text{ эл. заряд за секунду}$ , и закона сохранения заряда) обозначим схему замещения.

На рис. 2 представленная схема движения ионов является математической моделью, по которой можно рассчитать все электрические параметры по данным прямых измерений. Сегодня используются данные косвенных измерений, что приводит к значительным погрешностям, в ряде случаев они достигают 100-200 %.

Приведем анализ экспериментального исследования и превращений параметров электрического сопротивления под воздействием изменения уровня постоянной или выпрямленной ЭДС по модели (рис. 2, 3).

В табл. 1 приведены данные, полученные путем измерения пяти фиксированных режимов источника катодной защиты.

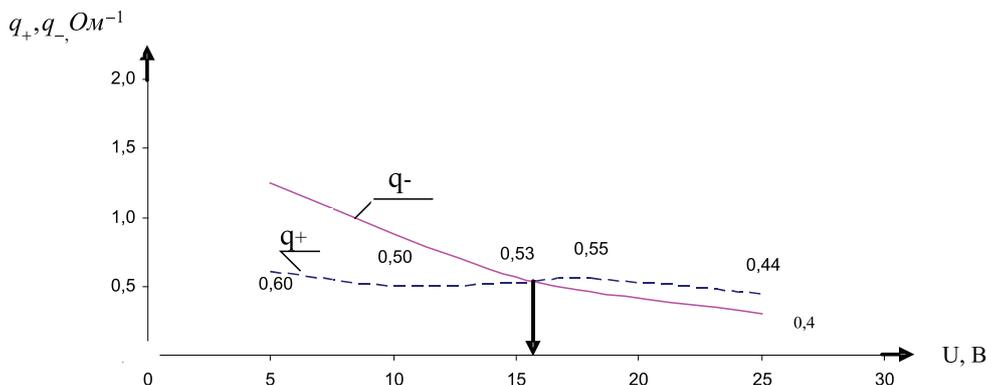


Рис. 3. Зависимости проводимостей положительно и отрицательно заряженных частиц от уровня приложенного напряжения

Данные для пяти фиксированных напряжений от  $U_{\min}$  до  $U_{\max}$

Таблица 1

Напряжение $U$ (В)	5	10	15	18	25
Ток $I$ (А)	3	5	8	10	12
Мощность $P$ (Вт)	43,75	118,75	250	325	550

По экспериментальным данным табл. 1, определим сопротивления  $R$  и проводимости  $g$  для каждого режима. Данные расчета сведем в табл. 2.

По данным  $g_+$  и  $g_-$  можно для каждого фиксированного падения напряжения построить зависимости  $g_+$ ,  $g_- = f(U)$  (рис. 3).

Таблица 2

Расчетные данные сопротивлений и проводимостей

Сопротивление $R$ (Ом), $P/P^2 = R$	4,86	4,75	3,9	3,25	3,8
Проводимость $g$ (Ом <sup>-1</sup> ) = $U^2/P$	1,75	1,187	1,11	1,0	0,88
Проводимость $g_+$ (Ом <sup>-1</sup> )	0,6	0,5	0,53	0,55	0,48
Проводимость $g_-$ (Ом <sup>-1</sup> )	1,15	0,67	0,58	0,44	0,4

Как видим, точка пересечения кривых определяет эффективную полноту катодной защиты и необходимое напряжение источника.

#### Список литературы

1. Эйнштейн А., Лауб. О поперечных силах, действующих в электромагнитном поле на покоящиеся тела. 1908 г. Т.1,

с 126-134 / В книге Эйнштейн А. Собрание научных трудов. – М.: Наука, 1965.

2. Палашов В.В. Закономерность изменения углов преломления потоков электромагнитной энергии заряженных ионов, движущихся встречно под воздействием ЭДС в грунтовых средах. Открытие. Диплом №403. – Москва. Рег. №506. 2010 г.