

УДК 537.8:536

ДИПОЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ПРИ ПОДЗЕМНОМ ЯДЕРНОМ ВЗРЫВЕ МОЩНОСТЬЮ ОДНА КИЛОТОННА В ПОЛОСТИ

Н. Г. Карлыханов, А. А. Кондратьев, Ю. И. Матвеев, В. Н. Ногин

Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики
им. Е. И. Забабахина, 456770 Снежинск

Приведены результаты численного моделирования возникновения магнитного дипольного момента в результате вытеснения магнитного поля Земли при подземном ядерном взрыве в полости мощностью одна килотонна. Показано, что образованный дипольный магнитный момент возрастает с увеличением размера полости, достигая $10^7 \text{ А} \cdot \text{м}^2$, что примерно в 200 раз превышает значение дипольного магнитного момента при камуфлетном взрыве. Уменьшение в 100 раз начальной плотности воздуха в полостях радиусами 10 и 20 м приводит к изменению направления вектора магнитного дипольного момента на противоположное.

Ключевые слова: подземный ядерный взрыв, магнитный дипольный момент, декаплинг.

Введение. Сейсмические методы, входящие в международную систему мониторинга, являются основным средством контроля за подземными ядерными взрывами (ПЯВ) [1, 2]. Одним из возможных способов скрытия ПЯВ является уменьшение его сейсмической эффективности при проведении взрыва в полости достаточно большого размера (декаплинг). Возможность использования декаплинга для снижения амплитуды сейсмической волны подтверждена как экспериментально, так и в результате численного моделирования [3–8]. Поэтому актуальным является поиск методов контроля, которые могли бы дополнить сейсмический метод. В качестве такого метода может рассматриваться регистрация магнитных полей при взрыве. Наиболее полные экспериментальные данные по исследованию электрических и магнитных полей при ПЯВ содержатся в [9]. Сравнение дипольных магнитных моментов, образованных при камуфлетном ПЯВ и взрыве химического взрывчатого вещества такой же мощности, сделано в работе [10]. Электрические и магнитные поля при ПЯВ в полости аналитически оценены в [11]. В настоящей работе приведены результаты численного моделирования возникновения дипольного магнитного момента при ПЯВ в полости различных размеров.

Расчетная модель. В основу физико-математической модели положены уравнения газодинамики однотемпературной плазмы [12]. Отметим, что транспортные коэффициенты, такие как вязкость и теплопроводность, рассчитываются с учетом ионного состава, включая нейтральные атомы, концентрации которых находятся из решения уравнений кинетики ионизационных реакций. Для описания переноса излучения используется спектральное P1 приближение [13]. В модели кинетики реализовано радиационно-столкновительное приближение, в рамках которого эволюция населенностей ионов в плаз-

ме определяется следующими процессами: ударной ионизацией и трехчастичной рекомбинацией, фотоионизацией и фоторекомбинацией [14, 15]. Для сечений фотоионизации и фоторекомбинации используются квазиклассические формулы Крамерса с учетом фотоионизации с К-оболочек [16]. Полное описание этой модели представлено в работе [17]. Уравнение состояния кварца с учетом испарения выбрано в виде [18]. Уравнения ионизационной кинетики решаются совместно с уравнением переноса излучения и уравнениями газовой динамики в одномерной сферически-симметричной геометрии:

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{dt} &= -\frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u), \\ \rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial}{\partial r} \left(p + \Pi + \int \frac{U_\nu}{3} d\nu \right), \\ \frac{dE}{dt} &= -\frac{p + \Pi}{\rho} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 q) + Q_{rad}, \\ \Pi &= -\eta \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u), \\ \frac{d}{dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r}, \\ \rho \frac{d}{dt} \left(\frac{U_\nu}{\rho} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 S_\nu) + \frac{U_\nu}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) &= Q_\nu - c\chi_\nu U_\nu, \\ \frac{\rho}{c} \frac{d}{dt} \left(\frac{S_\nu}{\rho} \right) + \frac{c}{3} \frac{\partial U_\nu}{\partial r} &= -\chi_\nu S_\nu, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} &= \sum n_j W_{ij} - n_i \sum W_{ji}.\end{aligned}$$

Здесь ρ — плотность вещества; u — массовая скорость; E — удельная внутренняя энергия; c — скорость света; $q = -\kappa \nabla T$ — удельный тепловой поток; κ — теплопроводность; T — температура; Π — давление, обусловленное физической вязкостью; η — физическая вязкость; S_ν, U_ν — спектральный поток и плотность энергии излучения; Q_{rad} — мощность обмена энергией между веществом и излучением; Q_ν, χ_ν — источник и коэффициент поглощения фотонов с энергией ε_ν ; n_i — населенность состояния i ; W_{ij} — скорость перехода из состояния j в состояние i .

Явный вид выражений для величин $Q_\nu, \chi_\nu, \kappa, W_{ij}$ содержится в работе [17]. Вычисление магнитного дипольного момента проводится так же, как в [11]. В приближении сферической симметрии вектор-потенциал \mathbf{A} имеет одну компоненту $\mathbf{A} = \mathbf{e}_\varphi A_\varphi(r, t) \sin \theta$, динамика которой описывается уравнением

$$\frac{d(rA_\varphi)}{dt} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \left(\frac{\partial^2 (rA_\varphi)}{\partial r^2} - \frac{2A_\varphi}{r} \right) = -\frac{c}{\sigma} j_\varphi.$$

Концентрации ионов и нейтральных атомов находятся из результатов численного решения уравнений ионизационной кинетики. Проводимость σ рассчитывается с учетом ионного состава плазмы [19]:

$$\begin{aligned}\sigma^{-1} &= \frac{1}{n_e e^2} \sqrt{\frac{8m_e k_B T}{\pi}} \left(\sum_k a_k^{(i)} \sigma_{ek}^{(i)} n_k^{(i)} + \sum_m \sigma_{em}^{(a)} n_m^{(a)} \right), \quad \sigma_{ek}^{(i)} = \frac{2\pi \Lambda_{ek} e^4 Z_k^2}{3k_B^2 T^2}, \\ a_k^{(i)} &= \frac{0,9073 Z_k^4 + 8,4625 Z_k^3 + 24,5425 Z_k^2 + 22,552 Z_k + 5,4168}{3,0752 Z_k^4 + 24,208 Z_k^3 + 55,816 Z_k^2 + 32,128 Z_k + 5,4168},\end{aligned}$$

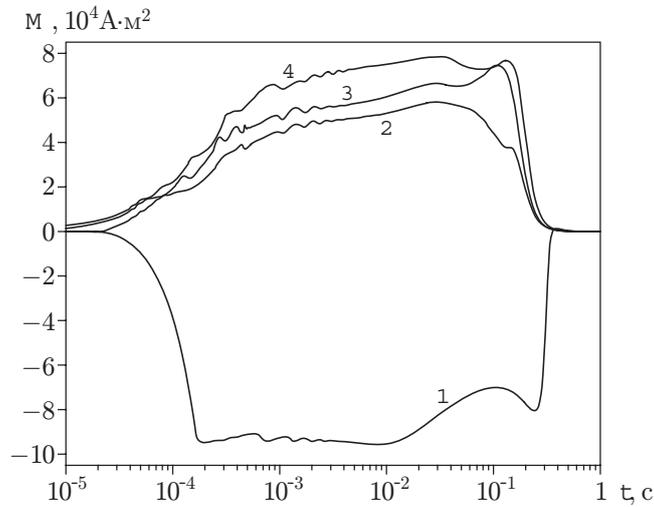


Рис. 1. Зависимости магнитного дипольного момента от времени в различных постановках задачи при $R = 10$ м:

1 — $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3}$ г · см $^{-3}$; 2 — $\rho = 1,3 \cdot 10^{-4}$ г · см $^{-3}$; 3 — $\rho = 1,3 \cdot 10^{-5}$ г · см $^{-3}$; 4 — $\rho = 1,3 \cdot 10^{-7}$ г · см $^{-3}$

где $n_k^{(i)}$, $n_m^{(a)}$ — концентрации ионов типа k и нейтральных частиц типа m ; $\sigma_{ek}^{(i)}$, $\sigma_{em}^{(a)}$ — сечения упругого рассеяния электронов на ионах типа k и нейтральных частицах типа m ; Z_k — заряд иона типа k ; Λ_{ek} — кулоновский логарифм; m_e — масса электрона; e — элементарный заряд; k_B — постоянная Больцмана; коэффициенты $a_k^{(i)}$ получены в работе [19].

Магнитный дипольный момент \mathbf{M} направлен вдоль геомагнитного поля и равен $\mathbf{M} = \frac{1}{2c} \int [\mathbf{r} \times \mathbf{j}] dV$. Плотность тока $\mathbf{j} = e_\varphi j_\varphi(r, t) \sin \theta$.

Результаты численного моделирования. ПЯВ моделировался мгновенным энерговыделением в алюминиевом шаре радиусом 20,7 см энергии $4,2 \cdot 10^{12}$ Дж (1 кт в тротиловом эквиваленте). Шар находился в полости, заполненной воздухом. Воздух моделировался атомарным азотом, так как в случае небольших размеров полости реализуются высокие температуры ($T > 1$ эВ), поэтому можно пренебречь плазмохимическими реакциями и энергией диссоциации молекул. Рассматривалось четыре значения плотности воздуха: одно — нормальной ($\rho = \rho_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$ г · см $^{-3}$) и три — пониженной ($\rho/\rho_0 = 10^{-1}$; 10^{-2} ; 10^{-4}) плотности. Вычисления проводились до момента времени 1 с для различных радиусов полости: $R = 10, 20, 80$ и 160 м.

Зависимость дипольного момента от времени для взрыва в полости радиусом 10 м в различных постановках показана на рис. 1. На рис. 2, 3 приведены r - t -диаграммы расчетов в этой полости для случаев нормальной и пониженной плотности воздуха ($\rho/\rho_0 = 10^{-2}$). При нормальной плотности воздуха излучение ПЯВ поглощается в воздухе и испарение стенки полости не происходит. Дипольный момент определяется движением плазмы продуктов взрыва и воздуха в полость и достигает максимума к моменту прихода ударной волны на границу полости (см. рис. 2).

При пониженной плотности воздуха излучение попадает на стенку полости, испаряет ее и ионизует. Движение испаренного материала стенки внутрь полости (см. рис. 3) приводит к появлению дипольного момента с противоположной (по сравнению с предыдущим случаем) полярностью. При плотности воздуха $\rho/\rho_0 = 10^{-1}$ максимальное значение дипольного момента составляет примерно половину максимального значения при нормальной плотности, а дальнейшее понижение плотности воздуха приводит к небольшому уве-

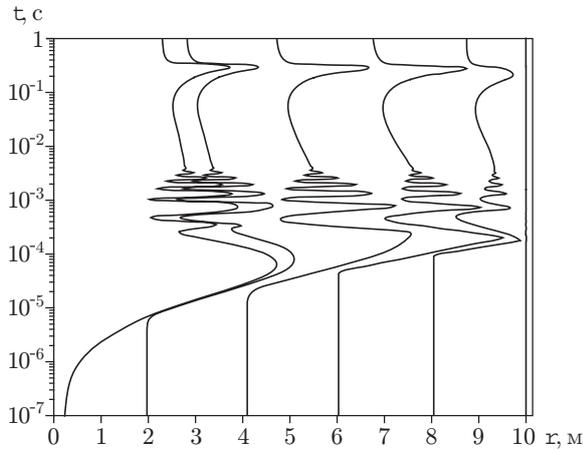


Рис. 2

Рис. 2. r - t -диаграммы при $R = 10$ м и $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3}$ г·см $^{-3}$

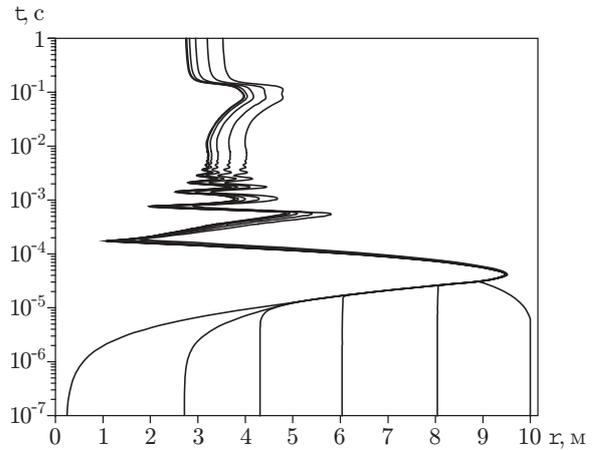


Рис. 3

Рис. 3. r - t -диаграммы при $R = 10$ м и $\rho = 1,3 \cdot 10^{-5}$ г·см $^{-3}$

личению дипольного момента. Проводимость продуктов взрыва и воздуха на различные моменты времени показана на рис. 4.

Полученные зависимости магнитного дипольного момента от времени при взрыве в полости радиусом 20 м приведены на рис. 5. По сравнению с полостью радиусом 10 м значение M увеличилось на порядок, что связано с вытеснением геомагнитного поля из шара большего радиуса. Зависимость от начальной плотности воздуха имеет тот же вид, что и в предыдущем случае. Однако, в отличие от расчета взрыва в полости радиусом 10 м, при $\rho/\rho_0 = 10^{-1}$ полярность дипольного момента отрицательная из-за того, что испарение стенки малó. Максимальное значение M уменьшилось почти в три раза по сравнению с расчетом при нормальной плотности воздуха из-за ионизации воздуха и соответствующего повышения проводимости в большей части полости.

При увеличении радиуса полости до 80 м амплитуда сигнала увеличилась еще на порядок и не изменилась при дальнейшем его увеличении. Ниже приведена зависимость амплитуды дипольного магнитного момента от радиуса полости (для нормальной плотности воздуха в полости):

R , м	M , А·м 2
0	$4,4 \cdot 10^4$
10	$9,5 \cdot 10^4$
20	$1,3 \cdot 10^6$
80	10^7
160	10^7

При отсутствии вне полости областей с высокой проводимостью вектор напряженности квазистационарного магнитного поля \mathbf{H} в точке регистрации с радиус-вектором \mathbf{r} восстанавливается по вектору магнитного дипольного момента \mathbf{M} :

$$\mathbf{H} = \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{r})}{r^5} - \frac{\mathbf{M}}{r^3}.$$

Таким образом, дипольный магнитный момент изменяется примерно в 200 раз от значений, характерных для камуфлетного ПЯВ, до 10^7 А·м 2 при взрыве в полости боль-

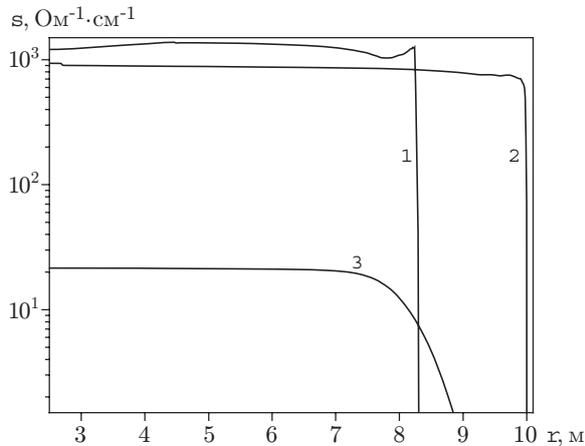


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость проводимости в полости ($R = 10$ м, $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3}$ г·см $^{-3}$) от времени:

1 — $t = 10^{-4}$ с, 2 — $t = 10^{-2}$ с, 3 — $t = 1$ с

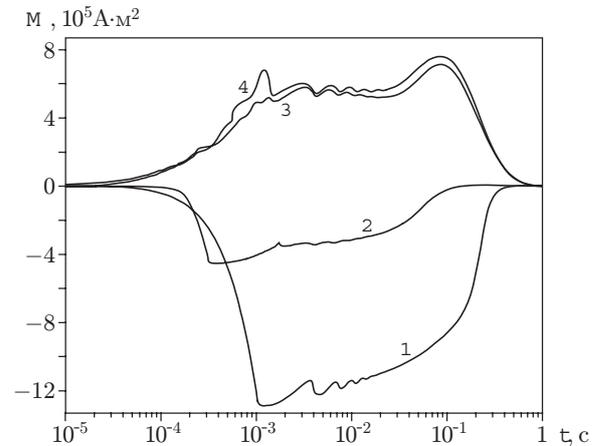


Рис. 5

Рис. 5. Зависимости магнитного дипольного момента от времени в различных постановках задачи при $R = 20$ м:

1 — $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3}$ г·см $^{-3}$; 2 — $\rho = 1,3 \cdot 10^{-4}$ г·см $^{-3}$; 3 — $\rho = 1,3 \cdot 10^{-5}$ г·см $^{-3}$; 4 — $\rho = 1,3 \cdot 10^{-7}$ г·см $^{-3}$

шого радиуса. Отметим, что это значение соответствует эффективному моменту, образованному при полном вытеснении геомагнитного поля из полости радиусом $R_* \approx 40$ м ($M = 0,5B_0R_*^3$, где $B_0 = 0,5$ Гс — геомагнитное поле Земли). Уменьшение плотности воздуха в полости (радиусами 10 и 20 м) от значения $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3}$ г·см $^{-3}$ до $\rho = 1,3 \cdot 10^{-7}$ г·см $^{-3}$ практически не изменило модуль амплитуды сигнала. Изменение полярности сигнала указывает на наличие полости с пониженной плотностью.

Заключение. Как следует из результатов расчетов, уменьшение сейсмического сигнала при декаплинге сопровождается соответствующим увеличением магнитного сигнала. Например, для полости радиусом 20 м коэффициент декаплинга составляет 40–110 [8]. При этом максимум магнитного дипольного момента в 80 раз превышает соответствующее значение для камуфлетного взрыва. Так как изменение магнитного сигнала при камуфлетном взрыве достаточно легко регистрируется [9], эти измерения могут быть использованы в качестве дополнительной меры контроля Договора о всеобщем запрещении ядерных испытаний. Отметим, что данные измерения формы сигнала содержат информацию об условиях проведения взрыва (наличие полости, ее размер, использование вакуумирования).

Авторы выражают благодарность М. И. Авраменко и В. А. Симоненко за ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hedlin M. A global test of a time — frequency small-event discriminant // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1998. V. 88, N 4. P. 973–988.
2. Адушкин В. В., Спивак А. А. Крупномасштабные химические взрывы и проблема контроля подземных ядерных взрывов // Федеральная служба сейсмологических наблюдений и прогноза землетрясений. 1996. Т. 3, № 1/2. С. 107–117.

3. **Springer O., Denny M., Healy Z., Mickey W.** The Sterling experiment: decoupling of seismic waves by a shot-generated cavity // J. Geophys. Res. 1968. V. 73, N 18. P. 5995–6011.
4. **Patterson D.** Nuclear decoupling, full and partial // J. Geophys. Res. 1966. V. 71, N 14. P. 3427–3436.
5. **Glenn L. A., Goldstein P.** Seismic decoupling with chemical and nuclear explosions in salt // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, N B6. P. 11723–11730.
6. **Stevens J. L., Murphy J. R., Rimer N.** Seismic characteristics of cavity decoupled explosions in salt and tuff // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1991. V. 81. P. 1272–1291.
7. **Быченко В. А., Демьяновский С. В., Коваленко Г. В. и др.** Сейсмическая эффективность камуфлетного подземного ядерного взрыва // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Теорет. и прикл. физика. 1992. Вып. 2. С. 22–30.
8. **Быченко В. А., Жилиева Н. С., Коваленко Г. В. и др.** О возможностях снижения и идентификации сейсмического сигнала подземного ядерного взрыва // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1996. Вып. 3. С. 18–26.
9. **Zablocki K.** Electrical transients observed during underground nuclear explosions // J. Geophys. Res. 1966. V. 71, N 14. P. 3523–3542.
10. **Коваленко Г. Н., Кондратьев А. А., Матвеев Ю. И. и др.** Магнитный дипольный момент, образованный взрывом мощностью одна килотонна // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 3. С. 3–8.
11. **Горбачев Л. П., Семенова Т. А.** Оценка геомагнитных возмущений при декаплинге // Атом. энергия. 2000. Т. 89, № 5. С. 413–417.
12. **Брагинский С. И.** Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы. Вып. 1. М.: Атомиздат, 1963.
13. **Михалас Д.** Звездные атмосферы. М.: Мир, 1982.
14. **Биберман Л. Л., Воробьев В. С., Якубов И. Т.** Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
15. **Держиев В. И., Жидков А. Г., Яковленко С. И.** Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1986.
16. **Собельман И. И.** Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977.
17. **Карлыханов Н. Г., Мартыненко Ю. В., Матвеев Ю. И. и др.** Взаимодействие потока плазмы с твердотельной мишенью // Физика плазмы. 1996. Т. 22, № 11. С. 998–1006.
18. **Сапожников А. Т., Першина А. В.** Интерполяционное уравнение состояния в области испарения // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Методики и программы числ. решения задач мат. физики. 1984. Вып. 2(16). С. 29–33.
19. **Ерохин М. А., Матвеев Ю. И.** Вычисление коэффициентов переноса в двухтемпературной плазме с учетом высших членов разложения. Снежинск, 1999. (Препр. / ВНИИТФ; № 161).

*Поступила в редакцию 24/III 2003 г.,
в окончательном варианте — 15/VIII 2003 г.*