

А. П. БОРОНИН, Ю. А. МЕДВЕДЕВ, Б. М. СТЕПАНОВ

## КОРОТКОВОЛНОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ И УДАРНАЯ ВОЛНА ВЗРЫВА

(Представлено академиком С. А. Христиановичем 3 VII 1969)

1. Многочисленные явления как естественного (грозовые разряды, метеоры и т. д.), так и искусственного (вспышки ионизирующей радиации, взрывные процессы и др.) происхождения сопровождаются импульсами электромагнитного поля. В настоящее время опубликовано ряд работ, в которых рассмотрены механизмы трансформации различных физических факторов в электромагнитном поле (<sup>1-7</sup>) и др.), а также ряд работ, посвященных экспериментальному изучению зависимости характеристик возбуждаемого поля от параметров исходного процесса (см., например, (<sup>8-12</sup>)).

Может быть сформулирована и обратная задача, состоящая в определении параметров процессов во зарегистрированным характеристикам сопровождающего их импульсного поля.

В данной статье рассмотрена одна из таких задач: регистрация и изучение временных характеристик коротковолнового излучения взрыва зарядов твердого в.в. позволяют оценить в определенные моменты времени состояние ионизации газа за ударной волной, а также выявить компонент, вносящий основной вклад в электронную плотность при термической ионизации газа.

2. В проведенных экспериментах коротковолновое поле радиоизлучения\*, сопровождающее подрыв (огневым способом) сферических зарядов типа ТГ 50/50, принималось на штыревые антенны длиной 1 м, расположенные на расстоянии 1,5 м от центра взрыва. Выделение и регистрация временной зависимости составляющих поля радиоизлучения в различных участках спектра осуществлялись при помощи коротковолновых приемников типа ESM-180, ESM-300 (полоса пропускания  $\Delta f = 200$  кГц) P-250M (полоса 14 кГц) и осциллографов ОК-17, запускаемых от светового импульса. Сигналы регистрировались после детектирования, а также после усилителя промежуточной частоты (у.п.ч.). Промежуточная частота приемников типа ESM 3 МГц, и типа P-250M 220 кГц. Исследовалась лишь область частот выше 1 МГц, поскольку регистрация поля в области ниже 1 МГц резко затруднялась из-за возрастания уровня помех, создаваемых радиостанциями. Одновременно регистрировался интегральный по времени спектр светового излучения взрыва на спектрографе ИСП-51.

3. Обнаружено, что амплитуда сигнала радиоизлучения убывает с увеличением частоты, так что на частотах выше 100 МГц уровень сигнала не превышает чувствительности приемников ( $\sim 1$  мВ). Сигнал с приемника после детектирования имеет вид последовательности всплесков, длительностью  $1/\Delta f \sim 5$  мсек. каждый, возникающих со случайной амплитудой и фазой. Характерно, что сигнал появляется спустя время  $t_0$  с момента взрыва, причем  $t_0$  зависит от энергии взрыва и частоты. Время появления сигнала более четко выражено на осциллограммах, снятых с у.п.ч. Одна из них представлена на рис. 1. Верхний луч — радиоизлучение на частоте 90 МГц, нижний — на 1,5 МГц. Масса заряда 600 г, длительность развертки

\* Проведенное в (<sup>10</sup>) изучение зависимости интенсивности поля от расстояния до взрыва показало, что в исследуемом частотном диапазоне регистрируется радиоизлучение, а не квазистатическая или индукционная наводка ближней зоны, изучавшаяся в (<sup>11, 12</sup>). Это обстоятельство использовано ниже при интерпретации и количественной обработке результатов экспериментов.

400 мсек. Видно, что излучение на высокой частоте появляется позже, чем на более низкой.

При подрыве зарядов с массами 50; 100; 225 и 600 г оказалось (см. рис. 2), что на фиксированной частоте  $f$  момент времени  $t_0$  в пределах точности измерений удовлетворяет условию автомодельности

$$t_a = t_0^0(f) m_{\text{кг}}^{1/3}, \quad (1)$$

причем зависимость  $t_0^0(f)$  слабая — примерно логарифмическая.

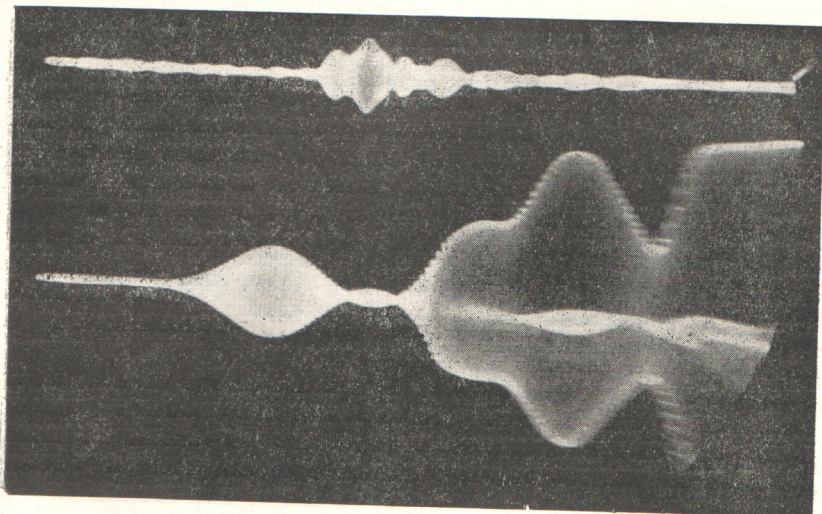


Рис. 1

Основные из обнаруженных экспериментальных фактов могут быть объяснены, если предположить, что коротковолновое радиоизлучение генерируется продуктами взрыва и в течение времени  $t_0$  экранируется термически ионизованным слоем прогретого воздуха ударная волна — передняя граница продуктов взрыва. В этом случае явление не должно быть строго автомодельным, поскольку, помимо газодинамических величин, характеризующих взрыв, имеется еще неавтомодельный параметр — длина волны принимаемого радиоизлучения. Поэтому, хотя в момент времени  $t_0 = t_0^0(f) m_{\text{кг}}^{1/3}$  состояние газа в прогретом слое одно и то же, тем не менее ослабление радиоволны определенной частоты различно для взрывов разных масштабов вследствие различий в соответствующих толщинах прогретого слоя. Однако состояние газа весьма сильно (экспоненциально) определяет поглощение, тогда как неавтомодельный параметр, нарушающий автомодельность явления, входит в предэкспоненциальный множитель, что и объясняет наблюдаемый автомодельный характер зависимости (1).

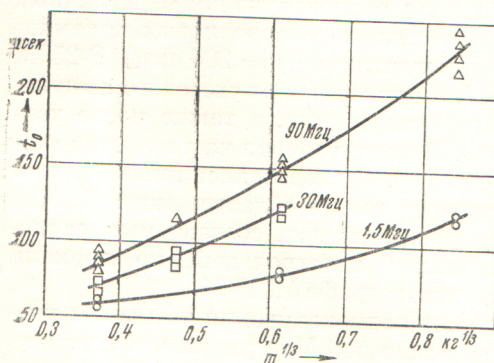


Рис. 2

Поскольку в данном случае частота соударений заряженных частиц выше исследованных частот, то при любом механизме проводимости (электронном и ионном) поглощение возрастает с увеличением частоты, что объясняет наблюдаемое запаздывание момента появления высокой частоты относительно низкой. Экспоненциальная зависимость степени ионизации

ции от состояния (температуры) газа в слое приводит к логарифмической зависимости  $t_0^0(f)$ . Механизм возбуждения радиоволн продуктами взрыва в данной статье не исследуется.

4. Такая трактовка результатов эксперимента допускает простое и достаточно полное количественное описание.

Если принять, что проводимость воздуха в прогретом слое обязана электронам, концентрация которых может быть вычислена по формуле Саха, то условие ослабления в  $e$  раз радиоволн, генерируемых продуктами взрыва, в прогретом слое толщиной  $\Delta$  в момент времени  $t_0$  можно представить в виде

$$\frac{\sqrt{2}\pi f}{c} \int_0^{\Delta} \left\{ \left[ 1 + \frac{1,23 \cdot 10^{31} T^{3/2}(r, t_0)}{P(r, t_0) \cdot 2\pi f} \exp \left[ -\frac{I}{kT(r, t_0)} \right] \right]^{1/2} - 1 \right\}^{1/2} dr, \quad (2)$$

где  $T(r, t_0)$  и  $P(r, t_0)$  — распределение абсолютной температуры и давления в атмосферах вдоль радиуса в момент времени  $t_0$ ;  $r$  отсчитывается от передней границы продуктов взрыва,  $I$  — эффективный потенциал ионизации компонента, ответственного за рождение электронов;  $k$  — постоянная Больцмана.

Если распределение температуры  $T(r, t_0)$  известно, то критерием применимости соотношения (2) для описания экспериментальных результатов может служить совпадение какого-либо постоянного параметра, найденного из (2) для разных опытов (различных  $t_0$  и  $f$ ). В качестве

такого параметра целесообразно выбрать эффективный потенциал ионизации  $I$ , поскольку соотношение (2) весьма чувствительно к изменению величины  $I$ .

Проверим выполнение условия (2) в моменты появления радиоизлучения взрыва  $m = 225$  г на частотах 1,5 и 30 Мгц. Этим моментам времени соответствуют значения радиусов ударной волны  $r'' = 10r_0$  и  $r'' = 12r_0$  ( $r_0$  — начальный радиус заряда). Насколько нам известно, в настоящее время проведены прямые измерения распределения давления за фронтом ударной волны (<sup>13</sup>), а экспериментальных данных о распределении температуры нет. Поэтому распределения температур за фронтом в интересующие нас моменты времени найдены по измеренным распределениям давлений и вычисленным распределениям плотности (<sup>13</sup>) с привлечением данных по термодинамическому состоянию воздуха (<sup>14</sup>) при этих температурах и плотностях. Отметим, что для дальнейшего важны не столько абсолютные, сколько относительные распределения температур за фронтом ударной волны. Найденные относительные распределения температур за фронтом изображены на рис. 3 ( $T''$  — температура фронта).

В наиболее существенной области вблизи границы продуктов взрыва распределение температуры  $T(x)$  может быть интерполировано в виде

$$T(x) = T' \exp(-\beta x), \quad 0 \leq x \leq x_0; \quad (3)$$

$T'$  — относительная температура на передней границе продуктов взрыва;  $x$  — расстояние от границы в единицах радиуса ударной волны  $r''$ .

Для  $r'' = 10r_0$   $T' = 7000^\circ \text{K}$ ,  $\beta = 52,5$ ,  $x_0 = 0,027$ ,  $T(x_0) = 2800^\circ \text{K}$ ,  $P(0) = 31,5$  атм,  $P(x_0) = 34,5$  атм,  $T'' = 2000^\circ \text{K}$ . Для  $r'' = 12r_0$   $T' =$

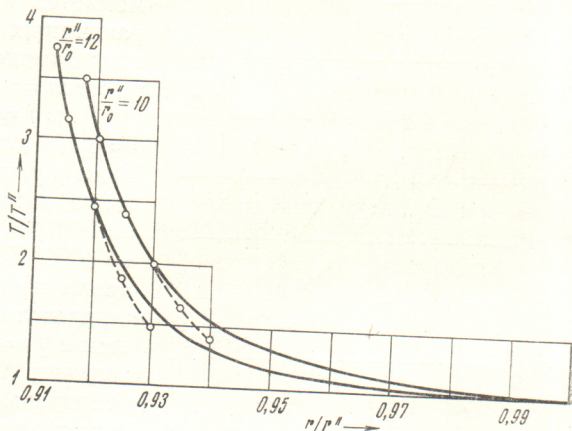


Рис. 3

$= 6000^\circ \text{K}$ ,  $\beta = 61$ ,  $x_0 = 0,022$ ,  $T(x_0) = 2200^\circ \text{K}$ ,  $T'' = 1600^\circ \text{K}$ ,  $P(0) = 22 \text{ атм}$ ,  $P(x_0) = 24 \text{ атм}$ .

При вычислении (2) давление в области  $x \leq x_0$  может быть положено постоянным и равным  $P(0)$ . Левая часть соотношения (2) с учетом (3) представляется в виде

$$F(A, a) = b \int_1^d \left\{ \left[ 1 + \frac{a}{y^{3/2}} \exp(-Ay) \right]^{1/2} - 1 \right\}^{1/2} \frac{dy}{y}, \quad (4)$$

где  $A = I/kT'$ ,  $a = 4,3 \cdot 10^{15} T'^{3/2}$ ,  $b = 2,2 \cdot 10^{-4} m^{1/3} \text{кг}^{1/3}$ ,  $d = 4,2$  для  $f = 1,5 \text{ МГц}$  и  $a = 1,5 \cdot 10^{13} T'^{3/2}$ ,  $b = 4,6 \cdot 10^{-3} m^{1/3} \text{кг}^{1/3}$ ,  $d = 3,9$  для  $f = 30 \text{ МГц}$ .

Зависимость  $F$  от параметра  $A$  (результаты численного интегрирования) для  $m = 225 \text{ г}$  при различных значениях предэкспоненциального множителя  $a$  для 1,5 и 30 МГц изображены на рис. 4. В тех же пределах изменяется значение  $A$  (при  $F = 1$ ) для различных значений  $b$ , соответствующих изменениям энергии взрыва зарядов с  $m = (50 \div 600) \text{ г}$ .

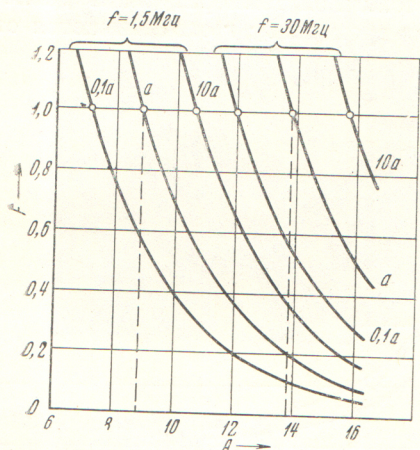


Рис. 4

Для  $f = 1,5 \text{ МГц}$  получаем  $I/kT' = 8,9$ , а для  $f = 30 \text{ МГц}$   $I/kT' = 13,9$ . Если принять на основе приведенных выше данных для  $f = 1,5 \text{ МГц}$   $T' = 7000^\circ \text{K}$  и для  $f = 30 \text{ МГц}$   $T' = 6000^\circ \text{K}$ , то получаем значение потенциала ионизации  $I = 5,35 \text{ эв}$  из данных на частоте 1,5 МГц и  $I = 7,2 \text{ эв}$  по данным с  $f = 30 \text{ МГц}$ . Различие найденных величин  $I$ , по-видимому, объясняется значительной неопределенностью принятых значений величины  $T'$ . Полученные значения потенциала ионизации

ближе всего к потенциалу ионизации натрия ( $I = 5,14 \text{ эв}$ ). Ближайшее значение потенциала ионизации составляет у NO 9,5 эв.

Проведенные в данных экспериментах дополнительные спектрографические исследования спектра свечения взрыва показали, что, помимо сплошного спектра, присутствует интенсивная D-линия натрия.

Если основным источником ионизации воздуха за фронтом ударной волны является примесь натрия, то следует принять значение потенциала ионизации в (4)  $I = 5,14 \text{ эв}$ . Тогда могут быть уточнены значения температуры на контактной поверхности взрыва:  $T' = 6700^\circ \text{K}$  для  $r'' = 10r_0$  и  $T' = 4300^\circ \text{K}$  для  $r'' = 12r_0$  вместо 7000 и  $6000^\circ \text{K}$  соответственно.

В заключение благодарим В. А. Полторацкого за снятие спектра и Е. Т. Антошкина — за помощь в проведении радиоизмерений.

Поступило  
3 VII 1969

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> А. С. Компанеев, ЖЭТФ, 35, в. 6 (12) (1958).
- <sup>2</sup> V. Gilinsky, Phys. Rev., 137, № 1A, A51 (1965).
- <sup>3</sup> W. J. Karzas, R. Latter, J. Geophys. Res., 67, № 12 (1962).
- <sup>4</sup> О. И. Лейпунский, ЖЭТФ, 38, 302 (1960).
- <sup>5</sup> В. В. Иванов, Ю. А. Медведев, Астр. журн., 11, № 6, 1118 (1964).
- <sup>6</sup> В. В. Иванов, Ю. А. Медведев, Геомагнетизм и аэронавигация, 5, № 2, 284 (1965).
- <sup>7</sup> Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов, Г. В. Федорович, ЖТФ, 37, № 11, 2084 (1967).
- <sup>8</sup> М. А. Cook, The Science of High Explosives, N. Y., 1958.
- <sup>9</sup> W. H. Anderson, C. L. Long, J. Appl. Phys., 36, № 4 (1965).
- <sup>10</sup> Т. Takakura, Publ. Astr. Soc. Japan, 7, 210 (1955).
- <sup>11</sup> Л. М. Горшунов, Г. П. Кононенко, Е. И. Сиротиниц, ЖЭТФ, 53, в. 3 (9) (1967).
- <sup>12</sup> А. П. Боронин, В. А. Вельмин и др., ПМТФ, № 6 (1968).
- <sup>13</sup> В. В. Адушкин, Там же, № 5 (1963).
- <sup>14</sup> Н. М. Кузнецов, Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах, М., 1965.