01;08

Генерирование электромагнитных волн встречными акустическими волнами

© И.А. Колмаков

Поступило в Редакцию 28 июня 2000 г.

В предположении отсутствия электрических зарядов и частотной дисперсии впервые решается задача о генерировании звуковой волной суммарной частоты (образуемой путем наложения встречных акустических волн с близкими между собой частотами) электромагнитных волн суммарной частоты в режиме нарастания вдоль направления распространения звукового источника. Показано, что бегущая звуковая волна сопровождается слабыми электромагнитными волнами. Отмечается возможность новых приложений, в частности в космической энергетике.

В данном сообщении на основе положения о взаимосвязи и взаимовлиянии полей различной природы (вида) — электромагнитных и акустических (звуковых) и общности их "материальной основы" решаются задачи о генерировании: бегущей звуковой волной электромагнитных волн и встречными звуковыми волнами с близкими между собой частотами ω_1, ω_2 $(\omega_1 > \omega_2)$ электромагнитных волн суммарной частоты $\omega_c = \omega_1 + \omega_2$ в нарастающем линейно по продольной координате режиме.

Результаты опытов Физó, эффект светового давления и другие факторы приводят к выводу о существовании между физическими полями взаимосвязи и взаимовлияния, в частности, между рассматриваемыми далее электромагнитными и звуковыми полями. Действительно, в используемом далее двухполевом приближении "материальная основа" электромагнитного поля одновременно является таковой и для звукового поля, так как электроны (и другие элементарные частицы), атомы, молекулы, их объединения в макроскопические частицы и т. п. имеют в конечном счете электромагнитное происхождение. Однако движущиеся частички, составляющие звуковое поле, обладают несоизмеримо бóльшими инерционными свойствами по сравнению с электромагнитной "материей", обусловливающими резкое отличие в скоростях распространения звуковых и электромагнитных волн. Общность первоосновы обоих видов полей с неизбежностью приводит к тому, что движение одного из них вовлекает в той или иной (весьма малой) степени в движение и другого. С позиций изложенного следует, в частности, что в бегущей звуковой волне, в силу ускоренного движения в ней частиц среды, возникают электромагнитные волны, хотя и весьма малой интенсивности, "отрывающиеся" от своих звуковых источников и бегущие со скоростью света c в направлении звуковых волн.

Ограничиваясь изложенными общими соображениями, перейдем к решению сформулированных в начале статьи задач, предполагая, что частотная дисперсия (и свободные электрические заряды) отсутствует, и используя обозначения, принятые в [1,2]. Уравнения движения получаем из законов сохранения звукового и электромагнитного полей: $\partial T^{ik}/\partial x^k = 0$, причем электромагнитное поле предполагается линейным (максвелловским), а звуковое записывается с точностью до квадратичных членов. Тогда в трехмерной записи имеем:

$$\frac{1}{4\pi}\left\{\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}[\mathbf{E},\mathbf{H}]_x + \frac{\partial}{\partial x}(E_x^2+E_y^2) + \frac{\partial}{\partial y}(E_xE_y+H_xH_y)\right.$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial z}(E_xE_z+H_xH_z)\right\} - \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{1}{c^2}\left\{\frac{\partial}{\partial t}(wv_x) - \frac{\partial}{\partial x}(wv_x^2)\right.$$

$$\left. - c^2\frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y}(wv_xv_y) - \frac{\partial}{\partial z}(wv_xv_z)\right\} = 0;$$

$$\frac{1}{4\pi}\left\{\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}[\mathbf{E},\mathbf{H}]_x + \frac{\partial}{\partial x}(E_xE_y+H_xH_y) + \frac{\partial}{\partial y}(E_y^2+H_y^2)\right.$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial z}(E_yE_z+H_yH_z)\right\} - \frac{\partial W}{\partial y} + \frac{1}{c^2}\left\{\frac{\partial}{\partial t}(wv_y) - \frac{\partial}{\partial x}(wv_xv_y)\right.$$

$$\left. - \frac{\partial}{\partial y}(wv_y^2) - c^2\frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial z}(wv_yv_z)\right\} = 0;$$

$$\frac{1}{4\pi}\left\{\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}[\mathbf{E},\mathbf{H}]_z+\frac{\partial}{\partial x}(E_xE_z+H_xH_z)+\frac{\partial}{\partial y}(E_yE_z+H_yH_z)\right.$$

$$\left.+\frac{\partial}{\partial z}(E_z^2+H_z^2)\right\}-\frac{\partial W}{\partial z}+\frac{1}{c^2}\left\{\frac{\partial}{\partial t}(wv_z)-\frac{\partial}{\partial x}(wv_xv_z)\right.$$

$$\left.-\frac{\partial}{\partial y}(wv_yv_z)-\frac{\partial}{\partial z}(wv_2^2)-c^2\frac{\partial P}{\partial z}\right\}=0;$$

$$\frac{\partial W}{\partial t}-\mathrm{div}\mathbf{S}+\left\{\frac{\partial e}{\partial t}-\mathrm{div}(w\mathbf{v})\right\}=0, \qquad (1)$$

где w — энтальпия единицы объема; e — плотность внутренней энергии; P — давление.

Далее для простоты рассматриваются плоские волны. Звуковые волны частоты ω_1 и образуемого в области наложения встречных звуковых волн частот ω_1,ω_2 звукового источника суммарной частоты $\omega_c=\omega_1+\omega_2$ направлены вдоль оси ox прямоугольной системы координат, т.е. волновые векторы первичных звуковых волн $\mathbf{k}_1\uparrow\downarrow\mathbf{k}_2$; звукового источника $\mathbf{k}_c\uparrow\uparrow\mathbf{k}_1\uparrow\uparrow\mathbf{ox}$; возбуждаемые же источником звуковые и электромагнитные волны частоты ω_c также распространяются вдоль ox. Второе последовательное приближение, примененное к (1), приводит к следующим уравнениям:

$$\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial e''}{\partial t}-\frac{\partial}{\partial x}(wv''_x)\right\}+\frac{\partial W''}{\partial t}-\frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x}(E'_zH'_y-E'_yH'_z)=0;$$

$$w=e+P;$$

$$\frac{1}{c^2}\left\{\frac{\partial}{\partial t}(wv''_x)-\frac{1}{2}\frac{\partial v'^2_x}{\partial x}\right\}-\frac{\partial P''}{\partial x}$$

$$+\frac{1}{4\pi}\left\{\frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}(E'_zH'_y-E'_yH'_z)-4\pi\frac{\partial W''}{\partial x}\right\}=0. \qquad (2)$$

Уравнения (2) сводятся к волновому уравнению для одновременно возбуждаемых звуковых P'' и электромагнитных волн плотности энергии W'':

$$\left(\frac{\partial^2 P''}{\partial t^2} - c_{ak}^2 \frac{\partial^2 P''}{\partial x^2}\right) + \frac{c_{ak}^2}{c^2}\left(\frac{\partial^2 W''}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 W''}{\partial x^2}\right) = \frac{\rho_0 c_{ak}^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2}(v_x'^2), \quad (3)$$

где $c_{ak} = \sqrt{(\partial P/\partial \rho)_s}$ — скорость звука в среде.

Между бегущими гармоническими волнами, соответствующими уравнению (3), возможны "взаимодействия" (в том смысле, что движения звукового и электромагнитного полей взаимосвязаны и движения в одном вызывают движение в другом; см. выше), зависящие от характеризующих эти волны фазовых множителей. Так, источник в (3) имеет фазовый множитель: $\exp[i(\omega_c t - k_\Omega x)]$, где $k_\Omega = \omega_\Omega \cdot c_{ak}^{-1} = \omega_c V_c^{-1}$, $\omega_\Omega = \omega_1 - \omega_2$, V_c — скорость звукового источника на частоте ω_c; возбуждаемые источником электромагнитные волны: $\exp[i(\omega_c t - k_x x)]$, $k_c = \omega_c \cdot c^{-1}$; и возбуждаемые им же звуковые: $\exp[i(\omega_c t - k_c^{ak} x)]$, $k_c^{ak} = \omega_c \cdot c_{ak}^{-1}$. Из приведенных фазовых соотношений видно, что синхронное взаимодействие возможно лишь между источником и электромагнитными волнами, так как скорость источника V_c может принимать в принципе неограниченно большие значения, в частности близкие или равные скорости света [3,4] (заметим, что подобные сверхбыстрые потоки энергии могли бы создаваться и в приосевой области конических волн [5], образуемых ударными звуковыми волнами большой интенсивности, т. е. в релятивистском варианте задачи; см. далее). Следовательно, при скорости звуковой волны источника порядка c: $V_c \backsim c$, звуковая волна не должна (практически) возбуждаться, а электромагнитная — могла бы расти линейно по координате x (звуковой источник, имеющий скорость V_c, возбуждает в каждой точке своего пути слабую электромагнитную волну синфазно бегущим электромагнитным волнам). Действительно, решение уравнения (3), даже в предположении, что вся энергия источника затрачивается на возбуждение звука (т. е. при $W'' = 0$), дает:

$$P'' = \rho \frac{c_{ak}^2}{V_c^2} |v_{12}'(0)| \cdot \sin\left(\frac{x}{2} k_c^{ak}\right) \cdot \sin\left(\omega_c t - \frac{x}{2} k_c^{ak}\right), \quad (4)$$

где $|v_{12}'(0)| = |v_1'(0)| \cdot |v_2'(0)|$ — амплитуды волн частот ω_c, ω_1, ω_2 на входе в область взаимодействия ($X = 0$).

Из (4) видно, что при $V_c \backsim c$ значение $P'' \backsim c_{ak}^2 V_c^{-2}$ — исчезающе мало́, т. е. такие источники практически не генерируют звук. Поэтому звуковое поле в (3) можно исключить из рассмотрения при решении задачи о генерировании быстрым звуковым источником электромагнитных волн. Решение уравнения (3) в таком приближении, с учетом условий на границе : при $x = 0$, $W'' = 0$; $|v'_{12}(x)| = |v'_{12}(0)|$ и в предположении наличия небольшого рассогласования в скоростях волн: $\pm\Delta c = c - V_c$, имеет следующий вид:

$$W'' = \frac{\rho}{2}\frac{c}{V_c}\frac{|V'_{12}(0)|}{(1 + cV_c^{-1})}k_\Omega x$$

$$\times \left\{ \left\{ \frac{\sin\left[\frac{x}{2}k_c \cdot (1 - cV_c^{-1})\right]}{\left[\frac{x}{2}k_c(1 - cV_c^{-1})\right]} \right\} \sin\left[\omega_c t - \frac{x}{2}k_c(1 + cV_c^{-1})\right] \right.$$

$$\left. + \frac{\Delta c}{c} \cdot \frac{\cos(\omega_c t - k_\Omega x)}{(1 - cV_c^{-1})} \cdot \mathrm{tg}(\omega_c t - k_c x) \right\}. \tag{5}$$

При выполнении условий синхронизма (в данном случае $V_c = c$) из (5) получаем:

$$W'' = \frac{\rho}{2}|v'_{12}(0)|k_\Omega x \cdot \sin(\omega_c t - k_\Omega x), \tag{6}$$

т. е. электромагнитное поле растет линейно по координате x и при больших значениях x и амплитудах первичных звуковых волн может, согласно (6), быть весьма значительным.

Далее рассмотрим вопрос об электромагнитном поле, сопровождающем бегущую звуковую волну, и определим соотношение между их энергиями. С этой целью используем (2), но в записи первого приближения (без линейностей). Полагая, что амплитуды звуковой $|P'(x)|$ и электромагнитной $|W(x)|$ волн изменяются медленно, так что вторыми производными от амплитуд можно пренебречь, из (2) получим:

$$\frac{\partial|P'|}{\partial x} + 2k^*_{ak} \cdot |P'| \cdot \mathrm{ctg}(k^*_{ak}x) = -2R^2\frac{k^*_{ak}}{\sin(k^*_{ak}x)} \cdot |\tilde{W}'|, \tag{7}$$

$$\frac{\partial|\tilde{W}'|}{\partial x} + 2k|\tilde{W}'| \cdot \mathrm{ctg}(k^*_{ak}x) = 2\frac{k}{\sin(k^*_{ak}x)} \cdot |P'|, \tag{8}$$

где $R = c_{ak} \cdot c^{-1}$; $k^*_{ak} = k_{ak}(1 - c_{ak} \cdot c^{-1}) \approx k_{ak}$; $k_{ak} = \omega/c_{ak}$; $k = \omega/c$; $|\tilde{W}'| = R^2|W'|$ — определяет долю электромагнитного поля в общем балансе энергий в условиях совместного существования звукового и электромагнитного полей; $|W'|$ — плотность электромагнитного поля в отсутствие звука (определяется из выражения для действия S только электромагнитного поля).

Решения уравнений (7), (8) при условиях для амплитуд $|P'| + |\tilde{W}'| = \mathrm{const}$ и на границе при $x = 0$, $|P'| = |P'(0)|$; $|\tilde{W}'| = 0$ определяются выражениями:

$$|P'| \approx |P'(0)| \cdot \left\{1 - 2\sin\left(\frac{x}{2}k_{ak}\right)\right.$$
$$\left.\times\left[1 - \frac{1}{2}\sin\left(\frac{x}{2}k_{ak}\right)\right]\right\}\cos^{-1}\left(\frac{x}{2}k_{ak}\right), \tag{9}$$

$$|\tilde{W}'| \approx 2R|P'(0)| \cdot \mathrm{tg}\left(\frac{x}{2}k_{ak}\right). \tag{10}$$

Отношение амплитуд $|P'|$ к $|\tilde{W}'|$ из решений (9), (10) равно:

$$\frac{|P'|}{|\tilde{W}'|} \approx \frac{c}{c_{ak}}\mathrm{ctg}\left(\frac{x}{2}k_{ak}\right) \backsim R^{-1}; \quad \frac{|E'_{ak}|}{|\tilde{W}'|} = \frac{v'}{c_{ak}} \cdot R^{-1} \cdot \mathrm{ctg}\left(\frac{x}{2}k_{ak}\right), \tag{11}$$

где E'_{ak}, v' — энергия и колебательная скорость звуковой волны.

Таким образом, согласно (9)–(11), при возбуждении звука на входе в волновую область (граничное условие при $X = 0$, см. выше) одновременно со звуковой возникают и электромагнитные волны, амплитуда которых $|\tilde{W}'|$ относительно $|P'|$ весьма мала: $\backsim R$. Ввиду малости R (для воды $R \backsim 10^{-5}$) обнаружение электромагнитных волн в бегущих звуковых может оказаться затруднительным в случае непосредственного измерения электромагнитных полей. Однако подобное обнаружение возможно для рассмотренных выше волн суммарной частоты. Что же касается сред, отвечающих релятивистскому уравнению состояния, то скорость звука в них $\tilde{c}_{ak} = c/\sqrt{3}$ (например, [2]) и величина R может быть большой: $R = 1/\sqrt{3}$, т. е. в таких средах, по-видимому, возможен заметный переход энергии звуковых волн в электромагнитные . В ультрарелятивистском же случае (ударные волны большой интенсивности) скорость звука может приближаться к c, а R к единице, однако точное фазовое согласование между электромагнитными и звуковыми волнами (но не суммарной частоты!) в этих случаях не достигается. Можно также отметить, что с увеличением скорости источника V_c все больший "удельный вес" в потоке энергий приобретает его электромагнитная составляющая и при $V_c = c$ источник, по-видимому, полностью вырождается в электромагнитный. В терминах квантовой электродинамики подобная ситуация может трактоваться как возникновение при столкновении встречиных фононов частот ω_1, ω_2, виртуальных фононов частоты ω_c, имеющих скорость $V_c \backsim c$. Однако подобные сверхвысокие скорости фононов делают их неустойчивыми, что приводит к мгновенному их исчезновению и одновременно возникновению фотонов на частоте ω_c.

В заключение заметим, что экспериментальное подтверждение рассмотренного в данном сообщении явления могло бы стимулировать также исследования и неизвестных еще полей, многочисленных и принципиально новых приложений эффектов (одно из таких приложений является предметом космической энергетики, одна из проблем которой состоит в перекачке энергии дальнего Космоса с последующей трансформацией ее в электромагнитную или иную на Землю). Другой аспект состоит в том, что положенная в его основу простая концепция позволяет объяснить некоторые из давно используемых, но остающихся до сих пор без каких-либо пояснений принципов, например принципа суперпозиций, согласно которому встречные волны малой амплитуды проходят "друг через друга" без искажений, как бы "не замечая друг друга", или объяснить смысл "бесконечно большой фазовой скорости" волн, например в акустике и т. д.

Список литературы

[1] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1988. 509 с.
[2] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 733 с.
[3] *Колмаков И.А., Антонов Н.Н.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. В. 10. С. 1372–1375.
[4] *Колмаков И.А.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 2. С. 201–204.
[5] *Колмаков И.А.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 9. С. 35–41.