$$A_1 = A_1(x^1),\ A_2 = e^{-\theta} B_2(x^2) + A_2(x^1),$$
$$A_3 = e^{-\theta}(e^{-\eta} C_3(x^3) + D_3(x^4)),\ A_4 = e^{-\theta} D_4(x^4), \tag{8}$$
$$T_{12} = e^{-\theta} D_{12}(x^4) + A_{12}(x^1).$$

Заметим, что условие (5) не выполняется для параболических цилиндрических и эллиптических цилиндрических координат, а условия (6) не выполняются в случае сфероидальных (сплюснутых и вытянутых) координат. Все эти случаи должны быть исследованы специально.

Список литературы

1. Шишкин Г. В., Ясин М. А. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1990. № 3. С. 72.
2. Шишкин Г. В. // Докл. АН БССР. 1989. Т. 23. № 4. С. 336.
3. Shishkin G. V., Villalba V. M. // Journ. Math. Phys. 1989. V. 30. P. 2132.

Поступила в редакцию 18.03.91.

УДК 621.315.592:546.28

А. П. НОВИКОВ, А. И. УРБАНОВИЧ, НГУЕН ВАН КОНГ

АКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ПУЧКАМИ ЧАСТИЦ

Хорошо известно, что быстрые заряженные частицы при прохождении через твердое тело могут возбуждать акустические колебания, обусловленные различными механизмами [1—3]. Результаты имеющихся теоретических и экспериментальных работ свидетельствуют о том, что зачастую основной вклад в процесс генерации акустических колебаний дает тепловой механизм [4—6]. При этом локальный нагрев области вблизи трека заряженной частицы может приводить к генерации термоупругих напряжений, превышающих даже прочность материала. Используемое в [6] предположение, что трек представляет собой тонкую нить, не всегда оправдано, так как трек релятивистских частиц всегда имеет отличные от нуля поперечные размеры. Поэтому представляет несомненный интерес выход за рамки этого приближения.

В настоящей работе проведен расчет акустического сигнала, возникающего при воздействии концентрированных энергетических потоков на тонкую пластину твердого тела, толщина которой меньше характерной радиационной длины ($h < h_d$). На практике такая задача встречается при взаимодействии сфокусированных ионных, электронных и фотонных пучков с кристаллами. При этом область, подвергнутая возмущению, представляет цилиндр радиусом R_0, в котором происходит непрерывное выделение энергии с постоянной интенсивностью Sh. Решение этой задачи можно использовать и для описания начальных стадий зарождения акустических волн вдоль трека частиц, если передача энергии от возбужденной электронной подсистемы к решетке происходит с постоянной скоростью. Возникающие вследствие теплового расширения среды термоупругие напряжения характеризуются объемной термоупругой силой $F(r,\ t)$, пропорциональной градиенту плотности поглощенной энергии $P(r,\ t)$, т. е.

$$F(r,\ t) = -\Gamma \nabla P(r,\ t) = -\alpha k \nabla T(r,\ t), \tag{1}$$

где Γ — параметр Грюнайзена вещества мишени; α — коэффициент объемного расширения вещества; k — модуль всестороннего сжатия; $T(r,\ t)$ — температура мишени.

С учетом аксиальной симметрии температуру нагретой области можно найти из уравнения теплопроводности

$$\rho c_{\text{т}} \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \tag{2}$$

с граничными условиями вида:

$$-2\pi\lambda \lim_{r\to R_0}\left(r\frac{\partial T}{\partial r}\right)=S,\ \lim_{r\to\infty} T<\infty, \tag{3}$$

где ρ, $c_т$ и λ — соответственно плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности вещества.

Изменение амплитуды возникающей расходящейся цилиндрической звуковой волны $u(r, t)$ описывается уравнением [7]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}-c^2\left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial u}{\partial r}-\frac{u}{r^2}\right)=\frac{F(r,\ t)}{\rho}, \tag{4}$$

где c — скорость продольного звука в веществе мишени.

Будем решать уравнения (2), (4) с помощью преобразования Лапласа

$$T^*(r,\ p)=\int_0^\infty \exp(-pt)\,T(r,\ t)\,dt,\ u^*(r,\ p)=\int_0^\infty \exp(-pt)\,u(r,\ t)dt \tag{5}$$

при нулевых начальных условиях. Переходя в (2)—(4) к уравнениям для изображений $T^*(r, p)$ и $u^*(r, p)$, можно найти:

$$T^*(r,\ p)=\frac{\sqrt{a}\,SK_0\left(r\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}{2\pi\lambda R_0 p\sqrt{p}\,K_1\left(R_0\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}, \tag{6}$$

$$u^*(r,\ p)=\gamma a\left(AK_1\left(p\frac{r}{c}\right)+BI_1\left(p\frac{r}{c}\right)-\frac{K_1\left(r\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}{p^2R_0(1-ap/c^2)\,K_1\left(R_0\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}\right), \tag{7}$$

где $a=\lambda/\rho c$ — коэффициент температуропроводности; $K_\nu(x)$ — функция Макдональда; $I_1(x)$ — модифицированная функция Бесселя; A и B — постоянные;

$$\gamma=\frac{\alpha k S}{2\pi\,\lambda\,\rho\, c^2}.$$

Поскольку решения при $r\to\infty$ должны оставаться ограниченными, следует положить $B=0$. Для определения постоянной A необходимо задать граничное условие для $u(r, t)$. Предположим, что поверхность цилиндра свободна от напряжений, т. е. радиальное напряжение на поверхности цилиндра σ_{rr} равно нулю и справедливо условие [7]:

$$(1-\mu)\frac{du^*(r,\ p)}{dr}+\mu\left.\frac{u^*(r,\ p)}{r}\right|_{r=R_0}=(1+\mu)\,\alpha T^*(R_0,\ p), \tag{8}$$

где μ — коэффициент Пуассона.

Подставляя (7) в (8), после преобразований получим:

$$A=\frac{1}{a\gamma}\left[\frac{2\mu-1}{R_0}K_1\left(R_0\frac{p}{c}\right)+(\mu-1)\frac{p}{c}K_0\left(R_0\frac{p}{c}\right)\right]^{-1}\times$$
$$\times\left\{\frac{(1+\mu)\,\alpha\sqrt{a}\,SK_0\left(R_0\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}{2\pi\lambda R_0 p\sqrt{p}\,K_1\left(R_0\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}+\frac{\gamma a}{p^2R_0(1-ap/c^2)}\times\right.$$
$$\left.\times\left[(\mu-1)\sqrt{\frac{p}{a}}\frac{K_0\left(R_0\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}{K_1\left(R_0\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}+\frac{2\mu-1}{R_0}\right]\right\}. \tag{9}$$

Выполнение обратного преобразования Лапласа для $u^*(r, p)$ при значении постоянной A, определяемой формулой (9), затруднительно. Поэтому ограничимся рассмотрением не слишком большой области, окружающей трек, которую волна напряжений, движущаяся со скоростью c, будет проходить достаточно быстро. В этих условиях достаточно найти решение $u(r, t)$ для малых значений времени t. В области значений $t \leqslant a/c^2$ решение уравнения (7) имеет вид:

$$u(r, t) = u_1(r, t) + \begin{cases} 0, & \text{при } t < \dfrac{r - R_0}{c} \\ u_2(r, t), & \text{при } t \geqslant \dfrac{r - R_0}{c}, \end{cases} \tag{10}$$

где

$$u_1(r, t) = \frac{\gamma c^2 (r - R_0)}{6\sqrt{\pi a R_0 r}} \left\{ -\sqrt{t}\left[5t + \frac{(r - R_0)^2}{2a}\right] \exp\left(-\frac{(r - R_0)^2}{4at}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{3\sqrt{a\pi}}{r - R_0}\left[t^2 + \frac{(r - R_0)^2}{a} t + \frac{(r - R_0)^4}{12a^2}\right] \mathrm{Erf}\left(\frac{r - R_0}{2\sqrt{at}}\right)\right\}, \tag{11}$$

$$u_2(r, t) = -\frac{2c\alpha(1 + \mu) S\sqrt{a}}{3\pi\lambda(1 - \mu)\sqrt{\pi R_0 r}}\left(t - \frac{r - R_0}{c}\right)^{3/2} - \frac{8c^2\gamma}{15\sqrt{\pi a R_0 r}}\left(t - \frac{r - R_0}{c}\right)^{5/2}, \tag{12}$$

$$\mathrm{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-t^2)\, dt.$$

Решение (10) состоит из двух слагаемых. Первое описывает перемещения, возникающие одновременно во всех точках рассматриваемой области. Слагаемое, выражаемое функцией $u_2(r, t)$, представляет собой упругую продольную волну, фронт которой движется со скоростью c. Если рассмотреть произвольную точку $r > R_0$, то в ней вначале возникает составляющая напряжения, соответствующая функции $u_1(r, t)$. В момент времени $(r - R_0)/c$ к этой точке приходит волна, соответствующая функции $u_2(r, t)$, и напряжение скачкообразно изменяется.

В случае, когда радиус цилиндрической области R_0 мал ($R_0 \to 0$), т. е. трек моделируется бесконечно тонкой нитью, для малых времен t из (7) находим:

$$u^*(r, p) \approx \gamma c^2 \left(\frac{K_1\left(r\sqrt{\dfrac{p}{a}}\right)}{\sqrt{ap^5}} - \frac{K_1\left(r\dfrac{p}{c}\right)}{cp^2} \right), \tag{13}$$

а выражение для $u(r, t)$ принимает известный вид [7]:

$$u(r, t) = u_1(r, t) + \begin{cases} 0, & \text{при } t < r/c \\ u_2(r, t), & \text{при } t \geqslant r/c, \end{cases} \tag{14}$$

где

$$u_1(r, t) = \frac{\gamma c^2 r t}{8a}\left[\left(1 + \frac{4at}{r^2}\right)\exp\left(\frac{-r^2}{4at}\right) + \left(2 + \frac{r^2}{4at}\right)\mathrm{Ei}\left(\frac{-r^2}{4at}\right)\right], \tag{15}$$

$$u_2(r, t) = -\frac{\gamma}{2}\left(\frac{ct}{r}\sqrt{c^2t^2 - r^2} + r \ln \frac{r}{\sqrt{c^2t^2 - r^2} + ct}\right), \tag{16}$$

$\mathrm{Ei}(x)$ — интегральная показательная функция.

Отметим, что функция $u_2(r, t)$, определяемая (12), отрицательна при всех значениях $t > (r - R_0)/c$, как и в случае $R_0 \to 0$ при всех $t > r/c$. Значения компонент тензора напряжений могут быть рассчитаны по формулам:

$$\sigma_{rr} = \frac{2G}{1 - 2\mu}\left[(1 - \mu)\frac{\partial u}{\partial r} + \mu \frac{u}{r} - (1 + \mu)\alpha T\right], \tag{17а}$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{2G}{1 - 2\mu}\left[\mu\frac{\partial u}{\partial r} + (1 - \mu)\frac{u}{r} - (1 + \mu)\alpha T\right], \tag{17б}$$

где G — модуль сдвига, а $T(r, t)$ находится из (6).

$$T(r,\ t) \approx \frac{S(r-R_0)}{2\pi\lambda\sqrt{\pi R_0 r}}\left[\frac{2\sqrt{at}}{r-R_0}\exp\left(-\frac{(r-R_0)^2}{4at}\right)-\sqrt{\pi}\,\mathrm{Erf}\left(\frac{r-R_0}{2\sqrt{at}}\right)\right] \quad (18)$$

при $R_0 \neq 0$, а при $R_0 \to 0$

$$T(r,\ t) = -\frac{S}{4\pi\lambda}\,Ei\left(\frac{-r^2}{4at}\right).$$

Список литературы

1. White R. M. // Journ. Appl. Phys. 1963. V. 34. № 7. P. 2123.
2. Perry F. C. // Appl. Phys. Lett. 1970. V. 17. № 9. P. 408.
3. Калиниченко А. И., Лазурик-Эльцуфин В. Т. // Укр. физ. журн. 1974. Т. 19. № 3. С. 515.
4. Залюбовский Н. И., Калиниченко А. И., Лазурик В. Т. Введение в радиационную акустику. Харьков, 1986. С. 168.
5. Лямшев Л. М., Челноков Б. Н. // Радиационная акустика / Под ред. Л. М. Лямшева. М., 1987. С. 8.
6. Калиниченко А. И., Лазурик-Эльцуфин В. Т. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 6 (12). С. 2364.
7. Паркус Г. Неустановившиеся температурные напряжения. М., 1963. С. 252.

Поступила в редакцию 11.03.91.

УДК 535.33/34:535.37

В. В. ГРУЗИНСКИЙ

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ СПЕКТРАМИ ПОГЛОЩЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПАРОВ ФЛУОРЕНОНА

Длительное время процессы электрон-молекулярных взаимодействий изучались лишь для простых молекул [1, 2], либо анализировалось свечение продуктов разрушения органических молекул [3]. В последнее время достигнут определенный прогресс в понимании элементарных процессов электрон-молекулярных взаимодействий и особенностей люминесценции многоатомных молекул при их возбуждении электронами различной энергии, причем богатую информацию дает сопоставление спектрально-люминесцентных характеристик, полученных при оптическом и электронном возбуждении [4—6]. При изучении электрон-молекулярных взаимодействий можно получить новые сведения о структуре электронных и колебательных уровней энергии, об уровнях, лежащих выше потенциала ионизации, о механизмах преобразования энергии электронного возбуждения в световую, радиационной устойчивости практически важных органических молекул и т. д.

В настоящей работе специфика электрон-молекулярных взаимодействий рассмотрена на примере молекулы флуоренона. Это сложное органическое соединение характеризуется малоинтенсивным длинноволновым поглощением и наличием при оптическом возбуждении трех видов люминесценции в газовой фазе: флуоресценции, термически активированной замедленной флуоресценции (ТАЗФ) и фосфоресценции [7]. Недавно установлено, что фосфоресценция и ТАЗФ проявляются и при однофотонном инфракрасном возбуждении излучением CO_2-лазера молекул флуоренона в основном состоянии [8], а также ТАЗФ стимулируется и в триплетном состоянии [9]. Относительная интенсивность полос фосфоресценции и ТАЗФ определяется температурой, энергией возбуждающего кванта $h\nu_в$ и плотностью мощности лазерного излучения, причем при низких значениях указанных величин проявляется преимущественно фосфоресценция.

Спектр потерь энергии электронов позволяет получить информацию об электронных возбужденных состояниях и эффективности перехода