Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 8, стр. 435 – 437 20 апреля 1973 г.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДИНАМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ТВЕРДОЕ ТЕЛО

Н. П. Калашников

Исследованию возбуждения механических колебаний в твердых телах при прохождении через них релятивистских заряженных частиц посвящено большое число экспериментальных [1–2] и теоретических работ [3 – 5]. В этих работах указывается на возникновение ультразвуковых волн в мишени, но механизм возбуждения колебаний остается не до конца изученным [4, 5]. В работе [6] показано, что отношение энергии, теряемой быстрой частицей на возбуждение акустических колебаний, к величине ионизационных потерь составляет очень малую величину

$$\frac{\Delta E_{\text{ак}}}{\Delta E_{\text{ион}}} = \frac{1}{2\ln\dfrac{m^3}{\pi N_e e^2}}(a\kappa)^{-4} << 1, \qquad (1)$$

где N_e – среднее число электронов в единице объема, a – среднее расстояние между атомами и $\kappa = me^2Z^{1/3}(\hbar = c = 1)$ – обратный радиус экранирования потенциала атома. Однако в этих работах не учтен эффект непосредственно генерирования тензора натяжений электромагнитным полем пролетающей частицы.

В связи с этим рассмотрим вопрос возбуждения механических колебаний в тонкой металлической мишени при прохождении через нее релятивистских заряженных частиц. Запишем уравнение продольных колебаний в тонкой пластине [7].

$$\Delta u_\rho - \frac{1}{s^2}\frac{\partial^2 u_\rho}{\partial t^2} = \frac{2(1+\sigma)}{E}F(\rho, t), \qquad (2)$$

где u_ρ – смещение по радиусу, s – скорость звука, E – модуль Юнга, σ – коэффициент Пуассона; $F(\rho, t)$ – сила, отнесенная к единице объема вещества. Таким образом, основная задача о взаимодействии заряженных частиц с упругими волнами сводится к определению явного вида силы $F(\rho, t)$. Сила, с которой пролетающая частица действует на мишень, может быть записана как дивергенция тензора натяжений или

$$F_i = \oint \sigma_{ik} n_k df. \qquad (3)$$

Тензор натяжений σ_{ik} определяется электромагнитным полем пролетающей частицы

$$\sigma_{ik} = \frac{1}{4\pi}\left(E_i E_k - \frac{E^2}{2}\delta_{ik}\right). \qquad (4)$$

Подставляя (4) в (3) и интегрируя по замкнутой поверхности проходящей через переднюю и заднюю плоскости мишени, можно найти силу, отнесенную к единице площади поверхности мишени

$$\mathbf{F}(\rho, t) = \frac{1}{4\pi}\oint\{\mathbf{E}(\mathbf{E}\mathbf{n}) - \frac{1}{2}\mathbf{E}^2\mathbf{n}\}\,df, \qquad (5)$$

причем, на передней плоскости мишени электрическое поле частицы определяется полем в пустоте, которое удобно представить в виде

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} d^3k\, d\omega \frac{ie}{2\pi^2}\left[\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \mathbf{k}\right]\frac{\delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}, \qquad (6)$$

а на задней плоскости мишени электрическое поле частицы совпадает с полем, создаваемым пролетающей частицей в веществе мишени

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} d^3k\, d\omega \frac{ie}{2\pi^2}\left[\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \frac{\mathbf{k}}{\epsilon(\omega, \mathbf{k})}\right]\frac{\delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon(\omega, \mathbf{k})}, \qquad (7)$$

где $\epsilon(\omega, k)$ – диэлектрическая проницаемость вещества мишени, причем, толщина мишени должна превышать длину перестройки поля, которая в теории переходного излучения называется зоной формирования [8]. Результирующая сила, обусловленная пролетающей частицей, будет направлена по скорости, поэтому учитывая направление внешней нормали для дифференциала поверхности, находим явное выражение силы, действующей на элемент поверхности df

$$\mathbf{F}(\rho, t) = \frac{\mathbf{v}}{v}(8\pi)^{-1}\int(\mathbf{E}_1^2 - \mathbf{E}_2^2)\,df. \qquad (8)$$

Усредняя (8) по времени, нетрудно определить среднюю силу, с которой частица действует на мишень

$$\overline{\mathbf{F}(\rho)} = \frac{\mathbf{v}}{v}\frac{e^2}{(2\pi)^2}\times$$

$$\times\int d\omega\int d^2q\left\{\frac{q^2}{\left[q^2 + \omega^2\left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2}\right)\right]^2} - \frac{q^2}{|\epsilon(\mathbf{k}, \omega)|^2\left[q^2 + \omega^2\left(\frac{1}{v^2} - \frac{\epsilon(\omega, \mathbf{k})}{c^2}\right)\right]^2}\right\}. \qquad (9)$$

В выражении (9) для средней силы эффективный вклад дают $\omega_{\text{эфф}} \sim \omega_p\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ и $q_{\text{эфф}} \sim \omega_p/v$, где $\omega_p^2 = 4\pi N_e e^2/m$. Интегрирование (9) приводит к следующему выражению для средней силы, отнесенной к единице времени

$$\overline{\mathbf{F}} = \frac{\mathbf{v}}{v^2}\frac{e^2}{4}\omega_p\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \qquad (10)$$

Таким образом, пролетающая частица действует на тонкую мишень со средней силой пропорциональной энергии падающей частицы. Это и следовало ожидать, так как для релятивистских энергий поле частицы растет пропорционально (E/m), однако длительность действия поля $\tau \sim (m/E)$, т. е. убывает с энергии. Сила действия электромагнитного поля определяется максвелловским тензором натяжения (4), который пропорционален квадрату напряженности электрического поля. Усреднение тензора натяжения по времени для релятивистских частиц сохраняет линейную зависимость от энергии в выражении для средней силы.

Использование выражения (10) для силы в уравнении упругих колебаний мишени (2) позволяет определить амплитуду акустических колебаний, генерируемых релятивистскими частицами в твердом теле. Согласно (10), амплитуда акустических колебаний линейно растет с энергией падающих частиц. При прохождении пучка заряженных частиц полная сила пропорциональна числу частиц в импульсе, что наблюдается на эксперименте [1 - 2].

Полученное выражение (10) для силы, действующей со стороны пролетающей частицы на мишень, при фиксированной толщине мишени L с ростом энергии может превысить силу, обусловленную ионизационными потерями [6]

$$F_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4 N_e}{mv^2} \; \frac{L}{(a\kappa)^4} \ln \frac{m^3}{\pi N_e e^2} . \qquad (11)$$

Линейная зависимость от энергии амплитуды акустических колебаний позволяет использовать указанный механизм как метод регистрации энергии частиц высокой энергии.

Автор выражает благодарность Б.А.Долгошеину, В.К.Емельянову, В.М.Рыбину и М.И.Рязанову за полезные дискуссии и обсуждение экспериментального использования рассмотренного эффекта.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
6 марта 1973 г.

Литература

[1] И.А.Боршковский, В.Д.Воловик, И.А.Гришаев, И.Н.Залюбовский, В.В.Петренко, Г.А.Чехутский, Г.Л.Фурсов. ЖЭТФ, 63, 1337, 1972.

[2] B.L.Beron. S.P.Boughn, W.O.Hamilton, R.Hofstadter, T.W.Martin. IEEE Trans. on Nuclear Science NS-17, 65, 1970.

[3] М.И.Каганов, И.М.Лифшиц, Л.В.Танатаров. ЖЭТФ, 31, 232, 1956.

[4] В.И.Пустовойт. УФН, 97, 257, 1969.

[5] И.А.Ахиезер, В.Т.Лазурик-Эльцуфин. ЖЭТФ, 63, 1776, 1972.

[6] В.М.Лепченко, Т.С.Пугачева. Радиационные эффекты в твердых телах, АН Уз. ССР, Ташкент, 1963.

[7] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости. М., Изд. Наука, 1965.

[8] Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 33, 1403, 1957; Г.М.Гарибян, К.А.Испирян. Письма в ЖЭТФ, 16, 585, 1972.