

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ГЕНЕРАЦИИ И РЕГИСТРАЦИИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Ю.Н.Кузнецов

*Новосибирский электротехнический институт
630092, Новосибирск*

Поступила в редакцию 16 апреля 1991 г.

Рассмотрена схема генерации гравитационных волн в лабораторных условиях, анализируются некоторые эффекты поляризации, вакуума сопровождающие интерференцию волн в волновой зоне.

Проблемы, связанные с существованием гравитационных волн, способами их генерации и регистрации, являются на сегодня предметом чистой теории¹. Детектором гравитационных волн может быть любая инертная масса - квантовый осциллятор, например. В состоянии $|0\rangle$ квантовый осциллятор описывается средним квадратом импульса $\langle p_0^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^* \hat{p}^2 \psi dx = \frac{1}{2} \hbar M \omega_0$, и средним квадратом смещения $\langle q_0^2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{\hbar}{M \omega_0}$. Скорость, характеризующая смещение осциллятора в течение периода, связана с "частотой" нулевых колебаний соотношением $\langle v_0^2 \rangle = \frac{\langle p_0^2 \rangle}{M^2} = \langle q_0^2 \rangle \omega_0^2 = \frac{\hbar \omega_0}{2M}$. Если нулевая энергия задана точно, то величина $\langle v_0^2 \rangle$ вполне определена.

Изменение энергии осциллятора $\Delta E = E_2 - E_1$ при его ускоренном движении, изменении его импульса $\Delta \vec{p} = \vec{p}_2 - \vec{p}_1$, (индекс 1 и 2 означают начальное и конечное состояние соответственно; $p_1^2 = \langle p_0^2 \rangle$, обозначения средних динамической переменной p в дальнейшем опущены), получим из релятивистского соотношения $E^2 = M^2 c^4 + \vec{p}^2 c^2$ в виде

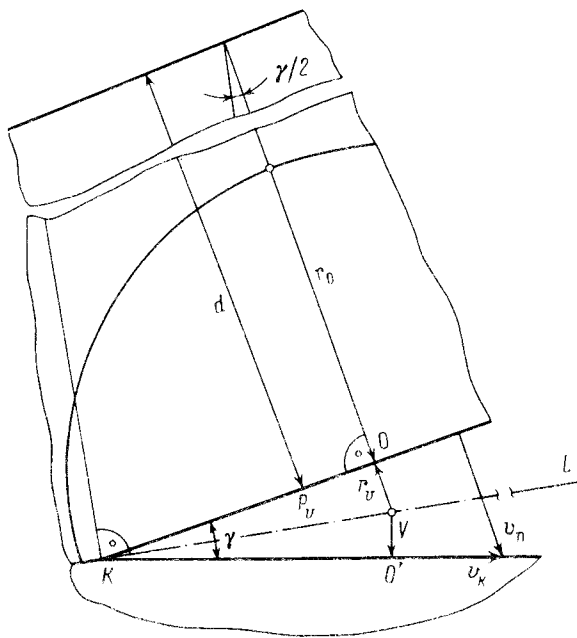
$$\Delta E = \Delta \vec{p} \vec{v}_0, \quad (1)$$

где $v_0^2 = \langle v_0^2 \rangle$, Δp мало, $\Delta p^2 \ll \langle p_0^2 \rangle$.

Интегральной характеристикой инертных свойств твердого тела является объемная скорость звука $c_0^2 = (\partial P / \partial \rho)_s$, описывающая, наряду со скоростью распространения возмущений плотности, и вовлечение протяженного тела, центров инерции (ЦИ) ядер атомов в движение. Тогда, рассматривая твердое

тело как ансамбль когерентных квантовых осцилляторов - ядер атомов, определим, что плотность нулевой энергии $P_0 = E_0/v_n = \frac{1}{2}\hbar\omega_0 1/W_a \equiv K$, где W_a - "объем" атома, и есть величина, определяющая объемный модуль упругости $K = \rho c_0^2$, то есть, для малых возмущений $\langle v_0^2 \rangle \equiv c_0^2$.

Ускорение электрона \dot{v}_e с волновым вектором \vec{k} , $\left(\frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \epsilon(\vec{k})}{\partial \vec{k} \partial \vec{k}}\right)^{-1} \dot{v}_e = \frac{\Delta \vec{E}}{\Delta t}$, передается кулоновскому центру. Если $\Delta p \geq \hbar/4r_a$, r_a - "радиус" атома, то взаимодействие волновых функций валентных электронов и нуклонов будет неупругим. Масштаб скорости, определяющий область неупругого взаимодействия установим, используя представления о средней длине свободного пробега нуклона в ядре $\bar{\lambda} = 1/n\sigma$, где n - концентрация нуклонов в ядре, σ - сечение взаимодействия, величина $\bar{\lambda} \sim 0,3 \cdot 10^{-15}$ м. Тогда, параметр $v^* = \bar{\lambda}/\Delta t_0$, $(2\Delta t_0)^{-1} = 2Mv_0^2/\hbar$, устанавливает, что смещение кулоновского центра на $r \gtrsim A\bar{\lambda}$, A - массовое число, будет индуцировать электрический дипольный момент ядра. В невозмущенном состоянии $|0\rangle$ вероятность индуцирования ЭДМ за счет смещения кулоновского центра относительно ЦИ ядра очень мала, $\omega \sim \exp[-v_0/(A - N_v)v^*]$, N_v - валентность атома; для Fe^{56} , например, $\omega \sim 7 \cdot 10^{-11}$.



Одной из наиболее простых схем генерации и наблюдения гравитационных волн в лабораторных условиях является схема высокоскоростного косоугольного соударения. Столкновение пластины, движущейся со скоростью v_n , с полубесконечной преградой (рисунок), при дозвуковой скорости движения точки контакта $v_x < c_0$, вызывает разнообразные эффекты². Количество движения, после касания в точке K , в результате торможения распределяется равным образом между движущимся веществом пластины и неподвижным полупространством. Для случая одинаковых соударяемых веществ величина Δv_x , характеризующая возмущение состояния движения ЦИ ядер атомов поверхностного слоя, определяется как $\Delta v_x = \frac{1}{2\sqrt{2}}v_n$, множитель $1/2$ учитывает равенство

реакций сил упругости, возникающих при взаимодействии атома со своими соседями, связанных с энергией связи и инерции. Фазовая скорость гравитационных волн, переносящих импульс $\Delta p < 0$, который возникает при торможении масс (квантовых осцилляторов) в окрестности точки K , равна скорости света c . Торможение ЦИ атомов "организует" симметрию волн относительно плоскости, проходящей через биссектрису угла γ . Величина $r_v = c\Delta t_v$, $r_v < 0$, определяет время, необходимое для того, чтобы информация о состоянии движения ЦИ ядра атома, находящегося в точке O на свободной границе, достигла плоскости симметрии. Это происходит одновременно с тем, как информация из точки O' , расположенной с зеркальной симметрией, достигнет той же точки, лежащей на плоскости симметрии ($v_n \ll c$). Осцилляторы, расположенные в точках O и O' , являются, таким образом, квадрупольным источником гравитационных волн. Направление векторов отражает тот факт, что возмущения "стягиваются" к кулоновскому центру, то есть, возмущения, возникающие при торможении, локализируются в окрестности точки K . Величину r_v выразим в единицах d , $r_v = dtg^2\gamma/2$. Излучение волн ЦИ ядер связано с изменением плотности нулевой энергии P_0 . Это изменение обусловлено изменением "атомного объема", просачиванием импульса Δp_i ЦИ до плоскости симметрии.

Характерный масштаб области локализации возмущений определим для закона изменения P_0 , в виде $-dP/P = dr/r$, $P = P_v \exp(-r/r_v)$, P_v - плотность нулевой энергии возмущенного состояния на свободной границе. Тогда $r_0 = -r_v \ln(P_0/P_v)$, $|2r_0| = 2 \ln(P_0/P_v) dtg^2\gamma/2$. Для соударения в нормальных условиях P_v не может быть менее величины $\rho_n c_n^2$, ρ_n - плотность воздуха. Полученная для $|2r_0|$ формула при малых γ идентична эмпирической формуле для длины волны $\lambda \approx 26d \sin^2 \gamma/2$.

Интерференция волн, испущенных из O и O' , вызывает поляризацию вакуума в точках, лежащих в плоскости симметрии, приводит к появлению некомпенсированных сил и полей (так как, если бы в точке V находился источник, притягивающий к себе инертную массу). Натяжение вакуума в точке V характеризуется величиной $\Delta p_i r_v \sin \gamma/2$, $\Delta \vec{p}_i = M \Delta \vec{v}_i$, описывающей поперечную компоненту вектора поляризации (см. рисунок). Эта составляющая может воздействовать на вещество (поле), находящееся в плоскости симметрии. Существование поляризованного состояния для рассматриваемой схемы, является квазипериодическим, с периодом $\tau \approx \frac{dtg^2\gamma/2}{v_n}$. Если $R_L < c\tau$, то в точке L мы можем наблюдать импульс, величина которого $\Delta p_L = \Delta p_i \frac{r_v}{R_L} \sin \gamma/2$. При $R > R_L$ волны экспоненциально, $\exp(-R/R_L)$, затухают.

Разместив в точке L плоскую преграду, можно регистрировать давление гравитационного излучения. Нормальная компонента давления ($\Delta E_L/v_n$) вычисляется по соотношению (1), причем это давление отрицательно, так как $\Delta \vec{p} < 0$. Воздействие этого давления на поверхность, если $\Delta E_L \pi \xi_e^2/a^2 \gtrsim \Delta \vec{V}_0/n$, где длина когерентности $\xi_e = \frac{\pi \hbar v_n}{2 \Delta E_L}$, определится амплитудой возмущения и параметрами поверхности Ферми. a - параметр решетки, $\Delta \vec{V}_0$ - энергия связи на атом, n - количество ближайших соседей для данного типа решетки, приведет к "всплыванию" атомов из объема на поверхность, образованию новой поверхности. Аналогичный процесс будет происходить и на свободных границах, $|2r_0|$, но, в этом случае, увеличение площади поверхности в течение времени τ , за счет "всплывания" атомов, будет происходить под действием продольной компоненты $\Delta \vec{p}_i$ натяжения, и может составлять сотни процентов.

Отметим, что при осесимметричной куммуляции, когда происходит соударе-

ние и торможение вещества, находящегося в состоянии разгрузки (а не состоянии $|0\rangle$), основной вклад в воздействие на преграду, расположенную в волновой зоне $R < R_L$, дает продольная компонента поляризации, так как результирующий вектор $\Delta\vec{p}_i$, ориентирован под углом к оси симметрии, близким к π .

Литература

1. Экспериментальные тесты теории гравитации. Сб. статей. М.: МГУ, 1989.
 2. Дерибас А.А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, Наука, 1980.
-