

- [1] Баженов В. К., Фистуль В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. Вып. 8. С. 1345—1362.
 [2] Ганина Н. В., Уфимцев В. Б., Фистуль В. И. // Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 10. С. 620—623.
 [3] Бирюлин Ю. Ф., Голубев Л. В., Новиков С. В. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 5. С. 949—952.
 [4] Бирюлин Ю. Ф., Воробьева В. В., Голубев В. Г. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 12. С. 2201—2209.
 [5] Соловьева Е. В., Рытова Н. С., Мильвидский М. Г., Ганина Н. В. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 11. С. 2141—2146.
 [6] Соловьева Е. В., Мильвидский М. Г., Ганина Н. В. // ФТП. 1982. Т. 16. Вып. 10. С. 1810—1815.
 [7] Бирюлин Ю. Ф., Ганина Н. В., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1985. Т. 19. Вып. 6. С. 1104—1107.
 [8] Yu P. W., Walters D. C., Mitchel W. C. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. N 11. P. 3864—3867.
 [9] Уфимцев В. Б., Акчурич Р. Х. Физико-химические основы жидкофазной эпитаксии. М.: Металлургия. 1983. 224 с.
 [10] Якушева Н. А., Чижиков С. И. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганич. материалы. 1987. Т. 23. № 10. С. 1607—1609.
 [11] Соловьева Е. В., Мильвидский М. Г. // ФТП. 1983. Т. 17. Вып. 11. С. 2022—2024.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 21 ноября 1988 г.

МОДУЛЯЦИЯ МЕССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИМ СИГНАЛОМ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНЫХ ШУМОВ

Н. В. Табриян, А. А. Мартиросян

1. В настоящее время развиты многие области применения эффектов акустической модуляции мессбауэровского излучения (см., например, обзоры [1, 2]). Как известно, характер ультразвуковой (УЗ) модуляции спектра мессбауэровского излучения определяется соотношением между тремя временными параметрами [3]: временем жизни возбужденного ядерного уровня $\tau_N \sim \Gamma^{-1}$, временем когерентности УЗ $\tau_s \sim (\Delta\Omega)^{-1}$ ($\Delta\Omega$ — разброс частот УЗ) и временем измерения τ_m . Если центральная частота УЗ $\Omega \gg \Gamma$, то конечность ширины линии γ -излучения можно не принимать во внимание. Тогда при $\tau_s > \tau_m$ имеет место обычное когерентное возбуждение спектра с появлением спутников на частотах $\omega \pm n\Omega$ (ω — частота γ -перехода, $n = \pm 1, 2, \dots$) с интенсивностями $I_n \sim S_n^2 (A/\lambda)$, где $\lambda = c/\omega$, c — скорость света, A — амплитуда УЗ колебания. Зависимость интенсивности спутников в спектре излучения (или поглощения) от амплитуды УЗ, несет информацию о характере УЗ модуляции, причем в общем случае частично когерентного УЗ, информация о степени когерентности должна быть получена в результате громоздких вычислений решением обратной задачи [4].

В настоящей работе мы рассмотрим заданное акустическое поле, предположив, что оно включает когерентную сигнальную составляющую, и покажем возможность ее выявления в нетривиальном случае, когда центральная частота некогерентного (частично когерентного) УЗ совпадает с частотой сигнальной УЗ волны. В этом случае положение и интенсивность спутников практически не позволяют делать заключение о параметрах когерентного составляющей акустического поля.

2. Рассмотрим ситуацию, в которой фольга γ -источника находится в воздухе и приводится в движение благодаря силе f , действующей на него в акустическом поле. Для простоты будем считать, что силы действуют только в направлении оси z и γ -источник может совершать только малые колебания вблизи равновесного состояния при $z=0$.

В выражение для силы f , которое получается с помощью известного тензора плотности потока импульса, входят линейные по скорости v движения частиц жидкости слагаемые, а также слагаемые $\sim \rho v^2$, где ρ — невозмущенная акустическим полем плотность среды (воздуха) [5].

Пусть акустическое поле представимо в виде

$$v = \frac{1}{2} (v_s e^{i\Omega_s t} + v_n(t) e^{i\Omega_s t} + \text{к. с.}), \quad (1)$$

где v_s , $v_n(t)$ — комплексные амплитуды скорости когерентной составляющей и шумовой составляющей соответственно (к. с. означает комплексно-сопряженные слагаемые).

Тогда в выражении для силы f имеются члены $\sim |v_s|^2 + |v_n(t)|^2 + v_s v_n^*(t) + \text{к. с.}$, а также слагаемые на высоких частотах Ω_s и $2\Omega_s$. Под действием слагаемых на частотах Ω_s и $2\Omega_s$ γ -источник будет колебаться с малой амплитудой $\sim \Omega_s^{-2}$. Эти колебания, так же как и более медленные движения γ -источника, совершенные под действием составляющих силы $\sim v_n(t)$ и $|v_n(t)|^2$, не позволяют определить сигнальную волну v_s .

3. Предположим теперь, что в среде распространяется также опорная когерентная УЗ волна с частотой Ω_r и выполнено условие

$$|\Omega_r - \Omega_s| \ll \Delta\Omega. \quad (2)$$

Тогда, помимо вышеотмеченных слагаемых, в выражении для силы появятся интерференционные члены

$$f \sim v_s v_r^* e^{i(\Omega_s - \Omega_r)t} + v_n(t) v_r^* e^{i(\Omega_s - \Omega_r)t} + \text{к. с.} \quad (3)$$

Опять-таки, принимая во внимание малость амплитуды высокочастотных колебаний и производя поэтому усреднение по времени $\tau \sim (\Delta\Omega)^{-1}$, получим, что эффективное движение источника сводится к гармоническим колебаниям с частотой $|\Omega_s - \Omega_r|$ и комплексной амплитудой

$$A_{sr} = \frac{\alpha \rho v_s v_r^*}{2\kappa (\Omega_s - \Omega_r)^2}, \quad (4)$$

где κ (г/см^2) — плотность массы γ -источника, рассчитанная на единицу площади; α — коэффициент пропорциональности, определяемой конкретной схемой эксперимента; $\alpha=2$, если звуковая волна полностью отражается от γ -источника.

В случае, если выполняется условие $|\Omega_s - \Omega_r| < \Gamma$, данное движение приводит к изменению формы несмещенной линии (в частности, несмещенная линия уширится). Это изменение будет существенным при следующем условии на амплитуду колебательной скорости:

$$A_{sr} |\Omega_s - \Omega_r| \sim c\Gamma/E_0, \quad (5)$$

где E_0 — энергия гамма-квантов.

Пользуясь (4) и выражая v_s и v_r через интенсивности звуковых волн I_s и I_r , условие (5) можно записать в виде

$$I_s I_r \sim (\Gamma/E_0)^2 (\rho_m d u c)^2 (\Omega_s - \Omega_r)^2, \quad (6)$$

где $\rho_m = \kappa/d$, d — толщина фольги γ -источника, u — скорость звука в воздухе.

Из формулы (6) следует, что использование интенсивной опорной волны позволит «визуализировать» слабую сигнальную волну. Легко видеть, что использование опорной волны в обычной схеме, где возбуждение акустических колебаний γ -источника производится таким образом, что их амплитуда пропорциональна амплитуде УЗ, не позволяет делать заключения о сигнальной составляющей. Более того, рассмотренный процесс позволяет регистрировать сигнальную волну даже в случае, когда интенсивность шума больше интенсивности сигнальной волны.

4. Полагая $u = 3 \cdot 10^4$ см/с , $\rho_m = 10$ г/см^3 , $d = 10^{-3}$ см , $\Gamma/E_0 = 3 \cdot 10^{-13}$, $|\Omega_s - \Omega_r| = 10^3$ с^{-1} , из (6) получим $I_s I_r \sim 10^{-7}$ (Вт/см^2)², т. е. использование опорной волны интенсивностью $I_r \sim 10^{-3}$ Вт/см^2 позволит регистрировать сигнальную волну интенсивностью $I_s \sim 10^{-4}$ Вт/см^2 .

При этом амплитуда колебаний γ -источника под воздействием высокочастотной силы, обусловленной опорной волной (A_r), будет соотноситься с амплитудой колебаний (4) (A_{rs}) как

$$A_r/A_{rs} = u (\Omega_s - \Omega_r)^2 / v_s \Omega_s^2$$

и оказывается примерно на два порядка меньше, $A_r/A_{rs} \sim 10^{-2}$.

5. При рассмотрении ситуации, когда источник γ -излучения может совершать макроскопическое перемещение в пространстве под действием радиационного давления УЗ волны, можно осуществить измерение интенсивности этой волны, причем использование интенсив-

ной опорной волны приводит к возможности измерения интенсивности весьма слабых УЗ волн. Так, оценки показывают, что измеримое значение интенсивности сигнальной волны I_s ,

$$I_s \sim \frac{1}{T_r} \left(\frac{\Gamma}{E_0} \right)^2 \left(\frac{8\eta c u R}{S} \right)^2 \quad (7)$$

при движении под радиационным давлением в воде (с вязкостью $\eta \sim 10^{-2}$ П) тонкого диска (с радиусом $R \sim 1$ см и площадью $S = \pi R^2$) определяется величиной $I_s I_r \sim 10^{-11}$ (Вт/см²)². Вышеприведенная оценка получается из условия $w/c \sim |E_0|$, где w — скорость установившегося движения диска при уравнивании интерференционной части силы радиационного давления УЗ с силой трения $F = 16 \eta R w$ [5] в случае, когда волны интерференционно усиливаются.

Таким образом, можно надеяться, что результаты настоящей работы позволят осуществить передачу звуковой информации при наличии сильного шума, а также найдут применения в измерениях интенсивности предельно слабых акустических волн.

Авторы благодарят А. Р. Мкртчяна, Э. М. Арутюняна, Р. П. Вардапетяна и Г. Н. Наджаряна за обсуждение работы.

Список литературы

- [1] *Strivastava J. K.* // Adv. Mossbauer Spectroscopy: Appl. Phys., Chem. and Biol. Amsterdam, 1983. P. 761—813.
- [2] *Макаров Е. Ф., Митин А. В.* // УФН. 1976. Т. 120, № 1. С. 55—84.
- [3] *Gupta A.* // Phys. Rev. 1981. Vol. B 24, N 5. P. 2362—2367.
- [4] *Садыков Э. К.* // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 6. С. 1650—1652.
- [5] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

Институт прикладных проблем физики
АН АрмССР
Ереван

Поступило в Редакцию
21 июня 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ТОКА НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ВО ВЗРЫВАЮЩЕЙСЯ ПРОВОЛОЧКЕ

Ю. Л. Долинский, Н. А. Яворовский

Вопрос о существовании критических токов, при которых фазовый переход жидкость—пар не может реализовываться как фазовый переход первого рода, и зависимости этих токов от давления и температуры в литературе до сих пор не рассматривался. Такая задача решается в данной работе.

Оценка критического тока может быть получена исходя уже из общих соотношений. Используя зависимость давления от величины тока в проводнике [1, 2] для тока $I_k(\rho)$, создающего давление, равное критическому, на расстоянии ρ от оси проводника, имеем $I_k(\rho) = c\rho_0(\pi P_k)^{1/2} [1 - (\rho^2/\rho_0^2)]$, c — скорость света. При критическом давлении $P_k = 10$ кбар и $\rho_0 = 0.1$ мм $I_k(0) = 17$ кА. Такие токи вполне достижимы на практике. Однако помимо существования критического тока, обусловленного магнитным сдавливанием проводника, существуют и другие критические токи, связанные с дополнительной работой, совершающейся при образовании парового зародыша.¹

Для нахождения этих токов следует считать, что выполнено условие адиабатического режима, при котором плотность тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ и магнитное поле $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ не зависят от времени явно, а определяются мгновенным значением размера расширяющегося зародыша l . Наиболее жестким для реализации такого режима на практике является условие малости времени диффузии магнитного поля $\tau_D \sim 4\pi\rho_0^2/c^2$, возмущаемого ростом зародыша, в сравнении с вре-

¹ Следует отметить, что зависимость работы образования зародыша от величины тока рассчитывалась в [3]. Однако там было получено неправильное выражение для этой величины, в связи с чем не было обнаружено существование критических токов, связанных с такой работой.