

получим

$$\omega^2 - 4\Delta^2 + \Delta^2 \left(\frac{\Delta}{2\Delta - \omega} \right)^{3/2} \frac{A^2}{A_1^2} \pm \sqrt{\left[\Delta^2 \left(\frac{\Delta}{2\Delta - \omega} \right)^{3/2} \frac{A^2}{A_1^2} \right]^2 - (4\gamma\Delta)^2} + (4\Delta^2 - \omega^2) f \left(\frac{\Delta\omega\Delta - \omega}{4\Delta^2 - \omega^2} \right) = 0. \quad (6)$$

Отсюда видно, что раскачка колебаний возможна лишь при интенсивности поля, превышающей определенный порог, связанный с затуханием собственных колебаний. Мы будем считать это условие выполненным и пренебрежем поэтому величиной γ в уравнении (6).

Аппроксимируя функцию f с хорошей точностью линейной, найдем две ветви решения уравнения (6)

$$\Delta_{\omega}^{(1)} = \left[4\Delta^2 - \omega^2 - 2\Delta^2 \left(\frac{\Delta}{2\Delta - \omega} \right)^{3/2} \frac{A^2}{A_1^2} \right]^{1/2},$$

$$\Delta_{\omega}^{(2)} = (4\Delta^2 - \omega^2)^{1/2}. \quad (7)$$

Ход кривых схематично изображен на рисунке, где

$$\frac{2\Delta - \omega_1}{\Delta} = \left(\frac{A}{A_1\sqrt{2}} \right)^{4/5}. \quad (8)$$

Нижняя кривая, изображенная пунктиром, является неустойчивой. Неустойчивым является также нулевое решение при $\omega_1 < \omega < 2\Delta$. Эта область как раз соответствует параметрическому резонансу. Таким образом, заведомо реализуется участок АВ верхней кривой. Максимальное значение Δ_{ω} при $\omega = \omega_1$

$$\Delta_{\omega} = 2\Delta (A/A_1\sqrt{2})^{2/5}. \quad (9)$$

Заметим, что от поля зависит не сама величина Δ_{ω} , а область неустойчивости нулевого решения. Существенной особенностью рассмотренного явления является то, что поправка к щели меняется с частотой внешнего переменного поля ω , в то время как обычно имеются лишь гармоники Δ на частотах 2ω , 4ω и т. д. Это приводит к гармонике тока 2ω вместо обычной 3ω .

$$j_{2\omega} = - \frac{\sigma}{c} (\Delta A)_{2\omega} (1,5 + 1,8i). \quad (10)$$

Итак, в эксперименте можно получить следующее: в области частот $(2\Delta - \omega)/\Delta \sim (A/A_1)^{4/5}$ ниже порога имеется отраженный от пленки сигнал частоты 2ω и относительной величины $i_{2\omega}/i_{\omega} \sim (A/A_1)^{2/5}$.

Проделанные вычисления относились к случаю низкой температуры $T \ll \Delta$. В области температур $T \sim \Delta$ наряду с ростом затухания γ произойдет лишь перенормировка коэффициентов.

Я благодарен Г.М.Элиашбергу за обсуждение результатов.

Поступила в редакцию
17 октября 1972 г.

Литература

- [1] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.М.Халатников. ЖЭТФ, 35, 265, 1958.
- [2] Б.И.Ивлев. Письма в ЖЭТФ, 15, 441, 1972.
- [3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика. М., Изд. Наука, 1965.
- [4] Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 61, 1254, 1971.

Pis'ma v ZhETF nom 16

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 10, стр. 570 - 572

20 ноября 1972 г.

O Perekhode Vodoroda v Metallisheskoe Sostoyanie
О ПЕРЕХОДЕ ВОДОРОДА В МЕТАЛЛИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ
v Volne Szhatiya initsirovannou Lazern'im impu L'som
В ВОЛНЕ СЖАТИЯ, ИНИЦИИРОВАННОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

SI ANISTMOV
С. И. Анисимов

Теоретические расчеты показывают (см., например, [1 - 4]), что под давлением в несколько мегабар молекулярный твердый водород должен переходить в металлическое состояние. В ряде работ изучены термодинамические свойства молекулярной [1, 2] и металлической [3, 4] фаз и оценено давление перехода. Ниже будет показано, что необходимые для перехода давления могут быть достигнуты при облучении водородной мишени лазерным импульсом специальной формы; будет определена форма импульса и оценены параметры импульса и мишени.

Высокую степень сжатия при относительно малом повышении температуры можно получить, если сжимать вещество адиабатически, не допуская образования сильных ударных волн. В работе [5] обсуждалась возможность осуществления при лазерном облучении режима сжатия, близкого к адиабатическому, со степенью сжатия $n/n_0 \sim 10^4$ для получения термоядерной реакции с положительным энергетическим выходом. В нашем случае необходимая степень сжатия порядка десяти, поэтому отпадает ряд сложных проблем, рассматривавшихся в [5]; в частности, нет необходимости в сферически симметричном сжатии и достаточными оказываются интенсивности излучения, получаемые от существующих в настоящее время лазеров.

Для получения адиабатического сжатия при лазерном облучении в [5] было использовано то обстоятельство, что инициированная лазерным импульсом тепловая волна при дозвуковом режиме распространения (так называемая волна второго рода, см [6]) действует подобно поршню, создавая впереди себя волну сжатия. Закон движения поршня определяется из требования, чтобы разрыв в волне сжатия возникал не раньше некоторого заданного момента времени. Полное решение задачи об оптимальном режиме сжатия требует, конечно, численных расчетов, аналогичных тем, которые проводились в [5]. Такие расчеты достаточно трудоемки, а их реальная точность невысока, поскольку плохо известно уравнение состояния водорода и коэффициент поглоще-