

- [1] Барейка Б.Ф., Бегишев И.А., Бурдулис Ш.А., Гуламов А.А., Ерофеев Е.А., Пискарскас А.С., Сируткайтис В.А., Усманов Т. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 3. С. 186-189.
- [2] Бегишев И.А., Гуламов А.А., Ерофеев Е.А., Редкоречев В.И., Усманов Т. // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1983. Т. 47. № 10. С. 1910-1918.
- [3] Бегишев И.А., Ганеев Р.А., Гуламов А.А., Ерофеев Е.А., Камалов Ш.Р., Усманов Т., Хаджаев А.Д. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 2. С. 353-361.
- [4] Y u e r R.L., B a u m g a r t n e r R.A. // IEEE. J. Quant. Electron. 1979. QE-15. N 6. P. 432-444.

Институт электроники
им. У.А. Арипова УН УзССР,
Ташкент

Поступило в Редакцию
17 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10

26 мая 1989 г.

0.4

СПЕКТР ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ-ПОГЛОЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЯХ

А.Я. П о л и ш у к

Специфика процессов взаимодействия мощных потоков энергии с веществом состоит в том, что плотность и температура вещества меняются на многие порядки величин. Строгие теоретические методы слишком сложны для расчета физических свойств в необходимом широком диапазоне параметров, а современные гидродинамические программы предъявляют умеренные требования к точности расчета свойств материалов. Таким образом, наиболее целесообразны полутеоретические подходы, приводящие к достаточно простым широкодиапазонным аналитическим зависимостям. В настоящей заметке сообщается о разработке таких соотношений для спектра тормозного излучения-поглощения или, что эквивалентно, динамической проводимости плазмы.

Динамическая проводимость плазмы $\sigma(\omega)$ на частоте ω и эффективный (с учетом индуцированного излучения) коэффициент поглощения плазмы $\bar{\eta}(\omega)$ определяются эффективной частотой столкновений электронов с ионами $\nu(\omega)$:

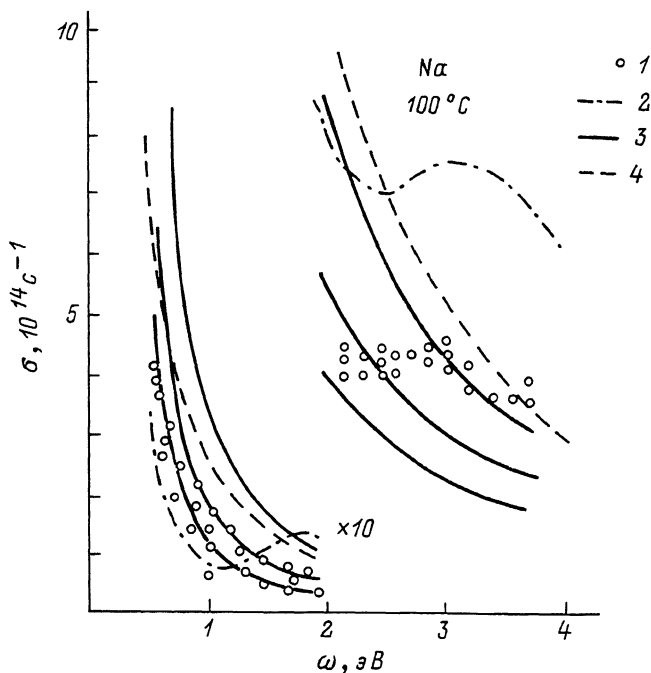


Рис. 1. Оптическая проводимость жидкого натрия.

Эксперимент: 1 - [3], 2 - [4]. Расчет: 3 - различные способы учет эффектов среднего поля [5], 4 - настоящая работа.

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_p^2 \omega^2 \nu(\omega)}{\omega^4 + \omega^2 \nu(\omega) \nu(0) \delta}, \quad \bar{\epsilon}(\omega) = \frac{4\pi}{c} \sigma(\omega). \quad (1)$$

Присутствие фактора порядка единицы $\delta = (0.3 T + \epsilon_F)/(T + \epsilon_F)$, где T - температура, ϵ_F - энергия Ферми электронов, связано с тем, что при малых частотах по энергии E усредняется величина $1/\sqrt{E}$, а при больших - ν_E .

Анализ строгих аналитических и численных результатов по оптической и динамической проводимости и коэффициенту поглощения позволяет предложить следующую обобщенную интерполяционную формулу для $\nu(\omega)$:

$$\nu(\omega) = \frac{2}{3} \frac{\pi^2}{\omega} \frac{\sum_i^2 N_i}{\sqrt{\epsilon_{ef}}} \left(1 - e^{-\frac{3}{2} \frac{\omega}{\epsilon_{ef}}}\right) G_\alpha(\epsilon_{ef}, \omega) \cdot S(0), \quad (2)$$

где N_i - числовая плотность ионов, имеющих заряд Z_i ; $\epsilon_{ef} = \epsilon_F + 3T/2$ - эффективная кинетическая энергия электронов; $S(0)$ - структурный фактор при нулевой передаче импульса [1, 2];

$G_{\alpha}(E, \omega)$ - фактор Гаунта (кулоновский логарифм) для поглощения фотонов частоты ω электронами с начальной энергией E , который имеет следующее представление:

$$G_{\alpha}(E, \omega) = A \ln \left[\frac{\tilde{e} z_i + \sqrt{E}}{z_i + \sqrt{E}} + \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)^{\alpha} \right], \quad A = 1 - \frac{7}{8} \frac{\sqrt{3} \omega_p}{4\omega + \sqrt{3} \omega_p},$$

$$\alpha = \frac{1}{2} + \frac{7}{2} \frac{\sqrt{3} \omega_p}{4\omega + \sqrt{3} \omega_p}, \quad \tilde{e} = 1 + (e-1) \frac{4\omega}{4\omega + \sqrt{3} \omega_p}, \quad (3)$$

$$b_{max} = \min \left\{ \frac{r}{4\omega}, d_e + \alpha + l \frac{l}{l+\lambda} \right\}, \quad b_{min} = \lambda + l.$$

Здесь ω_p - электронная плазменная частота, d_e - дебаевский радиус, α - среднее межэлектронное состояние, Де-Бройлевская длина волны $\lambda = 1/\sqrt{8E}$, длина Ландау $l = z_i/E$. Формулы (1)-(3), как нетрудно убедиться, удовлетворяют всем известным асимптотикам. Это позволяет получать правильные численные результаты в наиболее интересных для практики широких промежуточных областях. При использовании предложенного ранее широкодиапазонного метода расчета ионизационного равновесия [2] удастся, в частности, описать удельную электропроводность всех элементов периодической системы в конденсированном состоянии. Что касается оптических свойств, то в качестве иллюстрации на рис. 1 сопоставляются расчеты динамической проводимости жидкого Na по предложенной методике с экспериментальными результатами [3, 4] и с детальными численными расчетами [5].

В плазме в экстремальных состояниях при температурах $T \gtrsim 1$ Кэв особую роль приобретают эффекты „некулоновости“, связанные с тем, что электроны могут проникать во внутренние области электронной оболочки иона и „чувствовать“ заряд $z_{ef} > z_i$. Мы предлагаем аналитический метод учета этого эффекта и сравниваем результаты с имеющимися немногочисленными строгими численными результатами.

Потенциал взаимодействия электрона с ионом, имеющим заряд z_i и заряд ядра z_0 , представим в виде [6]:

$$V(r) = -\frac{Z(r)}{r}, \quad Z(r) = z_i + (z_0 - z_i) e^{-\beta r}$$

$$\beta = 1.8 \frac{z_0^{4/3}}{z_0 - z_i}. \quad (4)$$

Для излучения в классическом случае эффективный заряд определяется как $Z_{cl} = Z(r_0) + [Z(r_E) - Z(r_0)] \omega/E$ приближенными аналитическими решениями уравнений $Z(r_0) = Er_0$, $Z(r_E) = E^2 r_E^2 / 2$, соответствующих предельным случаям малых $\omega = 0$ и больших $\omega = E$ частот:

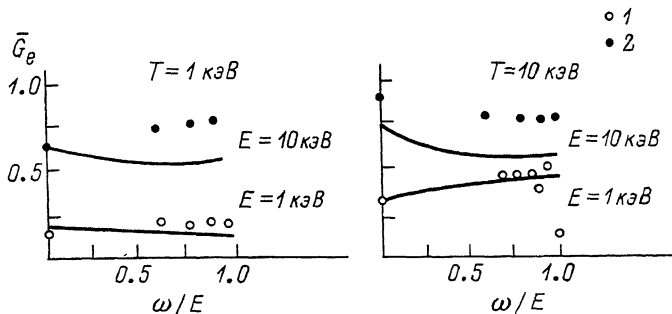


Рис. 2. Фактор Гаунта для тормозного излучения электронов с энергией E . Плазма золота плотностью $\rho = 19 \text{ г/см}^3$. Расчет: 1, 2 - [7, 8]; сплошные линии - настоящая работа.

$$r_E = \left(\frac{2Z_i}{E^2} + \frac{Z_o - Z_i}{E(E + \tilde{E})} \right)^{1/3}, \quad \tilde{E}^2 = \beta^3 (Z_o + Z_i),$$

$$r_o = \frac{Z_i}{E} + \frac{Z_o - Z_i}{E + E_o}, \quad E_o = \frac{\beta(Z_o + Z_i)}{2}. \quad (5)$$

Учет квантовых поправок к Z_{ef} производится следующим образом:

$$Z_{ef} = \frac{Z_{c1}^2 + Z_q \sqrt{E}}{Z_{c1} + \sqrt{E}}, \quad (6)$$

где $Z_g = (Z_i \beta^2 + 2Z_o E) / (\beta^2 + 2E)$ определяется Фурье-образом (4)

На рис. 2 сопоставляется расчет по предлагаемым формулам величины обобщенного фактора Гаунта для излучения $\bar{G}_e(E, \omega) = (Z_{ef}/Z_o)^2 G_\alpha(E - \omega, \omega)$ (в выражении (3) нужно заменить теперь $Z_i \rightarrow Z_{ef}$) с результатами, полученными в [7, 8] на основе численного решения уравнений Дирака.

Автор благодарен В.Е. Фортову за внимание и поддержку работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] З а й м а н Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1979.
- [2] Беспалов И.М., Полищук А.Я. Препринт ИВТАН, № 1-341, 1988.
- [3] Inagaki T., Arawaka E.T., Birkhoff R.D. and Williams M.W. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. P. 5610-5612.
- [4] Mayer H., Hietel B. In: Optical properties and electrical conductivities of metals and alloys, Amsterdam, 1966, p. 47-69.
- [5] Бобров В.Б., Тригер С.А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 514-523.
- [6] Маев С.А. // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 567-571.

- [7] L a m o u r e u x M., P r a t t R.H. In: Proc. 2-nd Int. Conf. on Radiative Properties of Hot Dense Matter, 1983. P. 241-265.
- [8] P r a t t R.H. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1987. V. B27. P. 527-536.

Институт высоких температур
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
13 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10

26 мая 1989 г.

05.01; 05.03

ПОЛИМОРФНЫЙ ПЕРЕХОД В АМОРФНОМ СПЛАВЕ
 $Co_{58}Ni_{10}Fe_5Si_{11}B_{16}$ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ
НАГРУЖЕНИИ

А.З. Б о г у н о в, В.И. К и р к о,
А.А. К у з о в н и к о в

Установлено, что ударно-волновое нагружение вносит изменения в структуру металлических стекол. Эти изменения обнаружены на масштабах первой координационной сферы ($\sim 10 \text{ \AA}$), на масштабах флуктуации плотности ($\sim 10^2 - 10^3 \text{ \AA}$), а также на масштабах технологических неоднородностей ($\sim 1 \text{ мкм}$) [1]. Изменения в структуре аморфных металлических сплавов (АМС) должны отражаться на их динамических характеристиках. В работе представлены первые результаты по определению ударной адиабаты сплава $Co_{58}Ni_{10}Fe_5Si_{11}B_{16}$.

АМС обычно изготавливают в виде тонких лент, проволок, порошка. Поэтому существуют трудности при измерении параметров ударного сжатия, обусловленные малой толщиной образцов.

Исследуемые образцы были получены методом взрывного компактирования порошка, который изготавливался путем размола ленты, предварительно охрупченной при $450 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение одного часа. Частицы порошка имели форму чешуек с линейным размером от 100 до 225 мкм и толщиной 30 мкм. Образцы представляли собой диск размером $d \sim 18 \text{ мм}$, толщиной $h \sim 2.5 - 3 \text{ мм}$, с плотностью $\rho \sim 7.4 \text{ г/см}^3$, практически совпадающей с плотностью ленты. Параметры нагружения обеспечивали равномерную пропрессовку образцов по всей толщине; сохранение аморфности контролировалось.

Экспериментальная схема определения параметров ударного сжатия аналогична описанной в [2]. Манганиновый датчик давления располагался в экране и регистрировал проходящую и отраженную от исследуемого образца волну. Причем отраженная волна могла быть как волной сжатия, так и волной разрежения, в зависимости от соотношения акустической жесткости образца и экрана. По величине этих давлений и с использованием известной ударной адиабаты экрана определялась ударная адиабата аморфного сплава.