цев А. С., Жуковский В. Ч., Старинец А. О. Препринт № 44 Томского гос. ун-та. Томск, 1991. [19] Вшивцев А. С., Жуковский В. Ч., Магницкий Б. В., Татаринцев А. В. Поляризационный оператор фотона в магнитном поле при конечной температуре: Препринт НИИЯФ МГУ № 89—21/98. М., 1989. [20] Жуковский В. Ч., Мидодашвили П. Г., Эминов П. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. **26**, № 3. С. 8. [21] Elizalde E., Romeo A.//Amer. J. Phys., 1991. **59**. P. 711. [22] Мостепаненко В. М., Трунов Н. Н. Эффект Казимира и его приложения. М., 1990. [23] Sach I., Wipf A.//Helv. Phys. Acta. 1992. **65**. P. 633. [24] Шенберг Д. Магнитные осцилляции в металлах. М., 1986. [25] Клименко К. Г.//ТМФ. 1992. **90**, № 1. С. 3. [26] Клименко К. Г.//ТМФ. 1991. **89**, № 2. С. 211. [27] Treml T. F.//Phys. Rev. 1989. **D39**, N 2. P. 679. [28] Gross D., Neveu A.//Phys. Rev. 1974. **D10**, N 10. P. 3235. [29] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч. Квантовая механика. М., 1979. [30] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1974.

Поступила в редакцию
09.04.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 1

УДК 523.034.43

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ВИНТОВЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ И ГРАВИТАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ

Ли Фан Юй*), Луо Джун*)
(ГАИШ)

Изучено взаимодействие между гравитационной волной и винтовыми дислокациями. Получены выражения для действующей силы, индуцированной гравитационной волной, в уравнениях фононной модели.

В работе [1] мы рассмотрели эффект гравитационно-волнового возмущения в фононном пространстве без дислокаций и дисклинаций с модулем сдвига, имеющим центрально-радиальную неоднородность. В данной статье мы рассмотрим гравитационно-волновое возмущение фононного пространства с линейными винтовыми дислокациями в однородной и изотропной упругой среде. Как показано в работе [2], кристаллическая решетка такой среды будет скрученной, но не будет искривленной, так как параметры кручения $H=1$, $L\neq 0$. Таким образом, задача о взаимодействии между гравитационной волной и винтовой дислокацией эквивалентна задаче о гравитационной волне с кручением.

1. Фононные уравнения

Если упругая среда имеет линейную винтовую дислокацию (линия дислокации совпадает с осью z), то пространственный интервал в координатах кристаллической решетки [3]

$$dl^2=d\rho^2+\rho^2d\varphi^2+(dz+Ld\varphi)^2=\left(1+\frac{L^2y^2}{\rho^4}\right)dx^2-\frac{2L^2xy}{\rho^4}dxdy+$$
$$+\left(1+\frac{L^2x^2}{\rho^4}\right)dy^2-\frac{2Ly}{\rho^2}dxdz+\frac{2Lx}{\rho^2}dydz+dz^2, \tag{1}$$

где $L/2\pi$ — вектор Бюргерса дислокации.

*) Китай.

С учетом (1) декартовы компоненты метрического тензора в кристаллической решетке имеют вид

$$g_{11}=1+L^2y^2/\rho^4,\ g_{22}=1+L^2x^2/\rho^4,\ g_{33}=1,$$
$$g_{12}=g_{21}=-Lxy/\rho^4,\ g_{13}=g_{31}=-Ly/\rho^2,\ g_{23}=g_{32}=Lx/\rho^2, \tag{2}$$

$$g^{11}=g^{22}=1,\ g^{33}=1+L^2/\rho^2,\ g^{12}=g^{21}=0,$$
$$g^{23}=g^{32}=-Lx/\rho^2,\ g^{13}=g^{31}=Ly/\rho^2. \tag{3}$$

Мы будем использовать метод комплексных дифференциальных операторов [2]:

$$\nabla=\mathbf{e}_z\partial_z+(1/2)(\mathbf{e}_+\partial_-+\mathbf{e}_-\partial_+), \tag{4}$$

где

$$\mathbf{e}_\pm=\mathbf{e}_\rho\pm i\mathbf{e}_\varphi, \tag{5}$$

$$\partial_\pm=\frac{\partial}{\partial\rho}\pm i\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial}{\partial\varphi}-L\frac{\partial}{\partial z}\right)\ \text{(для скаляров)}, \tag{6}$$

$$\partial_-\mathbf{e}_\pm=\mp\frac{1}{\rho}\mathbf{e}_\pm,\ \partial_+\mathbf{e}_\pm=\pm\frac{1}{\rho}\mathbf{e}_\pm\ \text{(для базисных векторов)}. \tag{7}$$

Полный лагранжиан для системы, состоящей из фононов и поля гравитационной волны, есть

$$\mathscr{L}_{\text{int}}=\mathscr{L}_{\text{pho}}+\mathscr{L}_{\text{int}}=\frac{1}{2}\rho_m\dot{u}^j\dot{u}_j-\frac{\lambda}{2}(\nabla_i u^i)^2-$$
$$-\frac{\mu}{2}[(\nabla_m u^k)(\Delta^m u_k)+(\nabla_k u^j)(\nabla_j u^k)]+\mu h_j^i\nabla_i u^j. \tag{8}$$

Тогда действие

$$S=\int(\mathscr{L}_{\text{pho}}+\mathscr{L}_{\text{int}})\sqrt{g}\,d^3x, \tag{9}$$

где

$$\mathscr{L}_{\text{int}}=\mu h_j^i\nabla_i u^j, \tag{10}$$

$h_j{}^i$ — поле гравитационной волны в T—T-калибровке, учитывает взаимодействие фонона с гравитационной волной.

Используя принцип наименьшего действия $\delta S=0$, найдем фононные уравнения для колебаний частоты ω:

$$-\omega^2u^j=(v_L^2-2v_T^2)\nabla^j(\nabla_k u^k)+v_T^2[\nabla_l(\nabla^l u^j)+\nabla_l(\nabla^j u^l)]-(1/\rho_M)f^j, \tag{11}$$

где

$$f^j=g^{kj}\nabla_l(\mu h_k^l). \tag{12}$$

Как показано в [2], в общем случае комплексный оператор и обычный дифференциальный оператор различны.

2. Фононная модель для внешней области линии дислокации

Для внешней области линии дислокации из (12) имеем

$$f^j=\mu g^{kj}\nabla_l h_k^l. \tag{13}$$

Легко показать, что эквивалентная форма оператора ∇ в декартовой системе координат (только с учетом дислокаций и первого порядка производной) есть

$$\nabla = \mathbf{e}_x\left(\frac{\partial}{\partial x}+\frac{L\sin\varphi}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\right)+\mathbf{e}_y\left(\frac{\partial}{\partial y}-\frac{L\cos\varphi}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\right)+\mathbf{e}_z\frac{\partial}{\partial z}. \qquad (14)$$

Для гравитационной волны, распространяющейся вдоль направления x, необращающиеся в нуль компоненты равны

$$h_2^2=-h_3^3,\ h_3^2=h_2^3,\ h_k^l=a_k^l\exp\{i(k^\mu x_\mu)\}=a_k^l\exp\{i(kx-\omega t)\}. \qquad (15)$$

Из (13)—(15) найдем

$$f^z=f^+=f^-=0. \qquad (16)$$

Следовательно, уравнения (11) имеют следующие решения:

$$a^z(t,\ \varphi,\ z)=[A_1J_{n-\beta}(p\rho)+B_1N_{n-\beta}(p\rho)]\exp\{i(n\varphi+kz-\omega t)\}, \qquad (17)$$

$$a^+(t,\ \varphi,\ z)=[A_2J_{n-\beta-1}(p\rho)+B_2N_{n-\beta-1}(p\rho)]\exp\{i(n\varphi+kz-\omega t)\}, \qquad (18)$$

$$a^-(t,\ \varphi,\ z)=[A_3J_{n-\beta+1}(p\rho)+B_3N_{n-\beta+1}(p\rho)]\exp\{i(n\varphi+kz-\omega t)\}, \qquad (19)$$

где J_n — функции Бесселя, N_n — функции Неймана, n — целое число, p и k — непрерывно меняющиеся параметры.

Для гравитационной волны, распространяющейся вдоль оси z, аналогично получим

$$h_1^1=-h_2^2,\ h_2^1=h_1^2,\ h_k^l=a_k^l\exp\{i(k^\mu x_\mu)\}=a_k^l\exp\{i(kz-\omega t)\}. \qquad (20)$$

Используя (13), (14), (20), получим решения уравнения (11) в терминах функций Бесселя. Если $n-\beta$ — не целое или нечетное,

$$a^z(t,\ \varphi,\ z)\,u^z(p\rho)=[A_4J_{n-\beta}(p\rho)+B_4N_{n-\beta}(p\rho)]\exp\{i(n\varphi-kz-\omega t)\}+$$
$$+\sum_{m=0}^{\infty}\frac{(-1)^m\,\Gamma[(n-\beta)/2]\,\Gamma[(\beta-n)/2]\,kL^2\,(h_1^1\cos 2\varphi)+(h_2^1\sin 2\varphi)\,(p\rho)^{2m}}{2^{2m+2}\,\Gamma[m+(n-\beta)/2+1]\,\Gamma[m-(n-\beta)/2+1]}\times$$
$$\times\exp\left\{i\left(n\varphi+kz+\frac{\pi}{2}-\omega t\right)\right\} \qquad (21)$$

и аналогично для других случаев.

Используя свойства $\nabla_l(\mu h_k^l)$, действующую силу, индуцированную гравитационной волной на линии дислокации, можно записать в виде

$$f^l=D_l^{jk}(\mu,\ \rho)\,h_k^l\,\delta(x)\,\delta(y). \qquad (22)$$

Функция $D_l^{jk}(\mu,\rho)$ зависит от внутренней структуры винтовой дислокации. Если ρ_0 — величина порядка радиуса винтовой дислокации, то внешняя область линии дислокации ограничена областью $\rho_0\leqslant\rho<\infty$, ($\rho_0>0$) и L есть постоянная кристаллической решетки, тогда метрические компоненты (2) и (3), а также внешние решения (17)—(19), (21) не имеют сингулярной точки, а рассмотренная нами фононная модель несингулярна. Для внутренней области винтовой дислокации (т. е. $0\leqslant\rho\leqslant\rho_0$) мы предполагаем, что в общем случае решения будут иметь очень сложный вид.

Данная работа была выполнена в ГАИШ во время стажировки, проходившей под руководством Д. В. Гальцова и В. Н. Руденко, которым авторы выражают искреннюю признательность.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Ли Фан Юй//Вестн. Моск ун-та. Физ. Астрон. 1993. 24, № 3. С. 41. [2] Серебряный Е. М.//ТМФ. 1991. 86, № 1. С. 81. [3] Серебряный Е. М.// ТМФ. 1990. 83, № 3. С. 428.

Поступила в редакцию
22.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 1

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.17

АНАЛИЗ СТАТИСТИЧЕСКИХ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕАКЦИЯХ (n, xn') ДЛЯ СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР И ЭНЕРГИИ $\mathscr{E}_n > 50$ МэВ

Ф. А. Живописцев, В. А. Иванов, Хурэлсух Сэр-Одын *
(НИИЯФ)

Обсуждаются возможности описания дифференциальных сечений $d\sigma_{n,xn'}/d\mathscr{E}_{n'}$ реакции (n, xn') при $\mathscr{E}_n > 50$ МэВ **в рамках квантовой модели статистических многоступенчатых компаунд-процессов (СМКП) и прямых процессов (СМПП) с учетом множественной эмиссии вторичных нейтронов. На конкретных примерах показано, что можно достигнуть согласованного описания экспериментальных данных для реакций** (n, xn') **при** $\mathscr{E}_n = 90$ **МэВ на ядрах** ^{58}Ni, ^{90}Zr, ^{209}Bi **при учете вкладов 1СПП, 2СПП, 3СПП и комбинированного механизма СМПП→СМКП.**

1. Введение

В настоящей работе обсуждаются возможности модификации расчетного формализма СМКП+СМПП [1] для описания сечений реакции (n, xn') с учетом множественной эмиссии при $\mathscr{E}_n > 50$ МэВ для широкого диапазона ядер. Этот вариант подхода позволяет оценить помимо парциальных вкладов традиционно рассматриваемых механизмов СМКП и СМПП дополнительный вклад комбинированного механизма СМПП→СМКП [2]. В статье используются обозначения, обычно применяемые в расчетном формализме СМКП+СМПП [1—4].

2. Формализм СМКП+СМПП для реакций с нуклонами

В квантовом формализме СМКП+СМПП [1, 2] дифференциальное сечение СМКП реакции (n, xn') определяется с учетом множественной эмиссии (для простоты изложения мы ограничимся эмиссией до трех частиц $(x \leqslant 3)$) соотношением

$$\frac{d\sigma^{(\text{СМКП})}_{n,xn'}(\mathscr{E}_n, \mathscr{E}_{n'})}{d\mathscr{E}_{n'}} = \frac{d\sigma^{(\text{СМКП})}_{n,n'}(\mathscr{E}_n, \mathscr{E}_{n'})}{d\mathscr{E}_{n'}} + \\ + \sum_{c=p,n} \frac{d\sigma^{(\text{СМКП})}_{n,cn'}(\mathscr{E}_n, \mathscr{E}_{n'})}{d\mathscr{E}_{n'}} + \sum_{c,d=p,n} \frac{d\sigma^{(\text{СМКП})}_{n,cdn'}(\mathscr{E}_n, \mathscr{E}_{n'})}{d\mathscr{E}_{n'}} \quad \ldots \tag{1}$$

Парциальные вклады 1СПП, 2СПП и 3СПП в дифференциальное сечение реакции (n, n') в рамках экситонно-фононной модели СМПП [1—3] определяются выражениями (K — номер стадии процесса)

*) Монголия.