

УДК 535.36.01

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КОГЕРЕНТНОГО АНТИСТОКСОВА РАССЕЯНИЯ В КЛАССИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

С. М. Гладков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

На простой классической модели газовой среды получены поляризационные свойства когерентного антистоксова рассеяния света, выведенные ранее с помощью громоздкого квантового расчета. Результаты классического и квантового расчетов полностью совпадают.

В настоящее время наметилась тенденция использования простых классических моделей для описания эффектов, традиционно считавшихся квантовыми. Показано, например, что в классических нелинейных системах могут наблюдаться эффекты, аналогичные световому эху [1] и спонтанно излучению [2]. Развитие простых классических моделей представляется весьма полезным в тех случаях, где строгий квантовый подход требует громоздких и сложных вычислений.

В настоящей работе приводятся результаты попытки получить поляризационные свойства когерентного антистоксова рассеяния (КАРС), выведенные ранее с помощью аппарата неприводимых тензорных операторов (квантовый расчет) [3], на простой классической модели столкновительной плазмы [4]. Интерес к такой постановке задачи вызван необходимостью объяснения поляризационных свойств нерезонансного КАРС в лазерной плазме в условиях, далеких от резонанса волн накачки с плазменными колебаниями [5]. При плотности электронов в плазме  $\sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup> дискретные уровни атомов и ионов частично растворяются; строгий расчет кубической оптической восприимчивости при этом слишком сложен. В этом случае оправданно применение классической столкновительной модели плазмы [4, 6].

В этой модели вводятся скорость  $v$  и температура  $T_e$  свободных электронов среды. Температура среды  $T_0$  и  $T_e$  могут не совпадать:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E} - v v; \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{2}{3} e v \mathbf{E} - \delta v (T_e - T_0); \quad (2)$$

здесь  $\delta = m_e/m_i$  — отношение массы электронов к массе ионов;  $\mathbf{E}$  — напряженность внешнего электромагнитного поля;  $v$  — в случае полностью ионизованной плазмы частота электрон-ионных столкновений; согласно [4]  $v = v_0 (T_0/T_e)^{3/2}$ . В этой зависимости  $v(T_e)$  содержится причина оптической нелинейности такой модели.

Предположим, что внешнее поле состоит из двух спектральных компонент:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 e^{i\omega_1 t} + \mathbf{E}_2 e^{i\omega_2 t} + \text{к. с.}$$

Поставим задачу вычисления поляризации сигнала когерентного рассеяния на частоте  $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$ . Общая схема расчета такова. Сначала определяется линейный отклик скорости электронов на внешнее поле из уравнения (1). Из уравнения (2) видно, что величина  $T_e$  содержит стационарную растущую компоненту, а также компоненты на частотах  $2\omega_1$  и  $\omega_1 - \omega_2$ . Учитывая зависимость  $v$  от  $T_e$ , снова из уравнения (1) найдем компоненту скорости, осциллирующую на частоте  $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$ . Направление вектора  $v(\omega_a)$  совпадает с направлением нелинейного тока  $\mathbf{j}(\omega_a)$  и определяет поляризацию рассеянной световой волны. Приведем окончательное выражение для  $v(\omega_a)$ :

$$\begin{aligned} v(\omega_a) = & \frac{iv_0 e^3}{2T_0 m_e^2 (2\omega_1 - \omega_2) \left[ 1 + \frac{2e^2}{3\delta m_e T_0} \left( \frac{E_1^2}{v_0^2 + \omega_1^2} + \frac{E_2^2}{v_0^2 + \omega_2^2} \right) \right]^{5/2}} \times \\ & \times \left[ \frac{(\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_1) \mathbf{E}_2^*}{(i\omega_1 + \delta v_0)(i\omega_1 + v_0)(v_0 - i\omega_2)} + \right. \\ & \left. + \frac{2(\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^*) \mathbf{E}_1}{[i(\omega_1 - \omega_2) + 2\delta v_0](i\omega_1 + v_0)} \left( \frac{1}{v_0 - i\omega_2} + \frac{1}{v_0 + i\omega_1} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Рассмотрим предельные случаи. При  $\omega_1, \omega_2 \gg v_0$  и  $\omega_1 - \omega_2 \gg v_0$  получаем  $v(\omega_a) \sim (\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_1) \mathbf{E}_2^* + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* \mathbf{E}_1$ , т. е. получается классическое «клеямановское» направление поляризации нерезонансного процесса КАРС [7]. При  $\omega_1 - \omega_2 \leq v_0$  вектор  $v(\omega_a)$  направлен вдоль  $\mathbf{E}_1$ , как это и должно быть: рэлеевская линия поляризована [7]. Наконец, учет возможного одиночного резонанса поглощения с частотой  $\Omega$  (т. е. присутствия связанных электронов) можно провести, вводя в уравнение (1) член  $\Omega^2 \int_0^t v(t') dt'$ , что приведет к видоизменению частотных знаменателей:

например,  $i\omega_1 + v_0 \rightarrow i\omega_1 + v_0 + \Omega^2/(i\omega_1)$ . Легко убедиться, что в формуле (3) такой резонанс приводит к одновременному пропорциональному росту составляющих вектора  $v(\omega_a)$  вдоль  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$ ; при этом сохраняется «клеямановское» направление поляризации (точно такой же результат получен в [3] квантовым расчетом для молекулярной среды).

Нам представляется, что совпадение результатов вышеописанного и строго квантового расчетов не случайно. Вследствие уравнения (2) существуют два канала для формирования поляризации. Здесь прослеживается аналогия уравнений (1), (2) с уравнениями для недиагонального  $\rho_{12}$  и разности диагональных матричных элементов  $\rho_{11} - \rho_{22}$  матрицы плотности в двухуровневой системе. При этом  $\rho_{12}$  соответствует скорости электронов и  $\rho_{11} - \rho_{22}$  — температуре  $T_e$ .

Ранее [8] было показано, что в бесстолкновительной плазме, где основная нелинейность происходит из силы Лоренца  $(e/c)[\mathbf{v}\mathbf{H}]$ , когерентное антистоксово рассеяние поляризовано вдоль  $\mathbf{E}_1$ . Поэтому открывается возможность по поляризации КАРС судить о том, какой механизм оптической нелинейности плазмы преобладает.

Таким образом, из простой классической модели выведены поляризационные свойства сигнала рассеяния в КАРС, полученные ранее с помощью громоздкого квантового расчета.

Автор выражает благодарность проф. Н. И. Коротееву за обсуждение результатов расчетов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Чеботаев В. П. Препринт Ин-та теплофизики СО АН СССР № 85-83. Новосибирск, 1983. [2] Gain В., Miloppi P. W.//J. Opt. Soc. Am. 1987. В 4, N 1. P. 78. [3] Асланян Л. С. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1980. [4] Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., 1960. [5] Гладков С. М., Коротеев Н. И., Рычев М. В. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1986. 43, № 5. С. 227. [6] Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., 1973. [7] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М., 1981. [8] Blombergen N., Shen Y. R.//Phys. Rev. 1966. 141, N 1. P. 298.

Поступила в редакцию  
16.11.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 2

УДК 532.574:535.36

#### ЛАЗЕРНАЯ ДОПЛЕРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОТОКОВ КРОВИ В ТОНКИХ КАПИЛЛЯРАХ

А. В. Приезжев, А. С. Степанян, Ю. А. Денисов

*(кафедра общей физики и волновых процессов)*

Дано описание лазерного доплеровского спектрометра дифференциального типа для измерения профилей скоростей потоков крови в тонких капиллярах; обсуждается проблема влияния многократного рассеяния.

Лазерная доплеровская спектроскопия (ЛДС) [1, 2] используется в гемодинамических исследованиях либо для оценки интенсивности микроциркуляции крови в некоторой области тела [3], либо для контактных измерений скорости кровотока в крупных сосудах с помощью вводимых в поток световодов [4]. Проводятся также бесконтактные измерения средней скорости на одиночных тонких (сравнимых с размерами зондирующего пучка) капиллярах глаза [5]. При этом, однако, информация о профиле скорости крови в сосуде отсутствует.

В настоящей работе дается описание ЛД спектрометра, построенного для измерения профилей скоростей течения крови по отдельным капиллярам, а также обсуждение возникающих при измерении проблем.

**1. Кровь как объект исследования методом ЛДС.** Кровь является неньютоновской сильнопоглощающей жидкостью, светорассеивающие и реологические свойства которой определяются в основном эритроцитами (присутствием других клеток крови можно пренебречь) [6]. Объемная концентрация эритроцитов в цельной крови человека (показатель гематокрита  $H$ ) составляет примерно 45%, т. е. эритроциты занимают почти половину объема жидкости.

Рассеивающие свойства крови определяются не только концентрацией эритроцитов, но и их размерами и формой. В нормальном состоянии эритроциты представляют собой двояковогнутые диски с толщиной по краю  $\sim 2$  мкм и диаметром  $\sim 8$  мкм. При рассеянии на