ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIV, № 9 РАДИОФИЗИКА 1981

УДК 533.951

О РАССЕЯНИИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л. М. Горбунов, Д. К. Салихов

Получено общее выражение для сечения рассеяния немонохроматического излучения на флуктуациях диэлектрической проницаемости в материальной среде. С его помощью рассмотрено рассеяние света с лоренцевой формой линии на флуктуациях плотности в жидкости и на звуковых и ленгмюровских волнах в плазме. Из полученных результатов следует, что при измерении рассеяния под различными углами можно исключить немонохроматичность.

При использовании рассеяния света для исследования свойств различных материальных сред необходимо учитывать многие аппаратурные эффекты и, в частности, немонохроматичность рассеиваемого (падающего) излучения. Учет этого эффекта особенно важен, если ширины линий падающего и рассеянного излучения соизмеримы, как это имеет место, например, в ряде экспериментов при лазерной диагностике плазмы [1, 2].

В настоящей работе получено общее выражение для сечения рассеяния немонохроматического излучения на флуктуациях диэлектрической проницаемости в материальной среде. С его помощью рассмотрено рассеяние света с лоренцевой формой линии на флуктуациях плотности в жидкости и на звуковых и ленгмюровских волнах в плазме. Показано, что форма линии излучения, рассеянного на слабо затухающих волнах, повторяет форму линии падающего излучения. Только при достаточно узкой линии падающего излучения ее ширина добавляется к естественной ширине, связанной с диссипативными процессами. Рассмотрена возможность уменьшения эффекта немонохроматичности путем подбора угла наблюдения. Обсуждается способ исключения немонохроматичности по измерению рассеяния при различных углах.

1. Сечение рассеяния для немонохроматической волны. Рассмотрим однородную, изотропную среду, через которую проходит немонохроматическая линейно поляризованная электромагнитная волна, вектор напряженности электрического поля в которой равен $\boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{r}, t)$. В пренебрежении пространственной дисперсией для определения рассеянного излучения $\boldsymbol{E}'$ получим из уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\boldsymbol{E}'(\boldsymbol{r},t)+\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int\limits_{-\infty}^{t}dt'\,\varepsilon(t-t')\boldsymbol{E}'(\boldsymbol{r},t')=-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\,\delta\boldsymbol{D}'(\boldsymbol{r},t), \tag{1}$$

где $\varepsilon(\tau)$ — диэлектрическая проницаемость,

$$\delta\boldsymbol{D}'(\boldsymbol{r},t)=\int\limits_{-\infty}^{t}dt'\int d\boldsymbol{r}'\,\delta\varepsilon(t,\boldsymbol{r};\,t-t',\,\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')\,\boldsymbol{E}_0(t',\boldsymbol{r}'), \tag{2}$$

$\delta\varepsilon$ — флуктуация диэлектрической проницаемости, которые для простоты мы считаем скалярными [3].

Сечение рассеяния равно отношению средней энергии, выделяющейся в виде рассеянных волн в единицу времени, к плотности потока энергии падающего излучения S_0:

$$\sigma = -\frac{1}{4\pi S_0}\int dr\left\langle E'(r, t)\frac{\partial}{\partial t}\delta D'(r, t)\right\rangle, \tag{3}$$

где скобки означают усреднение по времени, превышающему времена корреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости и поля падающего излучения.

Произведем разложение в интеграл Фурье векторов напряженности электрического поля и индукции и исключим в формуле (3) поле E', выразив его через индукцию $\delta D'$ с помощью соотношений (1), (2). Учитывая, что величины $\delta\varepsilon$ и E_0 изменяются независимо, получим после усреднения

$$\sigma = \frac{V}{4\pi S_0}\int d\omega\, dk\, d\omega'\, dk'\, \frac{[ke]^2}{k^2}(E_0^2)_{\omega',k'} \times$$
$$\times (\delta\varepsilon^2)_{\omega-\omega',k-k';\omega',k'}\, \pi\omega\, \mathrm{sgn}\, \varepsilon''(\omega)\delta\left(\frac{k^2c^2}{\omega^2} - \varepsilon'(\omega)\right), \tag{4}$$

где V — рассеивающий объем, $(\delta\varepsilon^2)$, (E_0^2) — соответственно спектральные плотности корреляционных функций флуктуаций диэлектрической проницаемости* и падающего излучения

$$\langle\delta\varepsilon(\omega-\omega', k-k'; \omega', k')\delta\varepsilon(\omega''+\omega', k''+k'; -\omega', -k')\rangle =$$
$$= (\delta\varepsilon^2)_{\omega-\omega', k-k'; \omega' k'}\,\delta(\omega+\omega'')\,\delta(k+k''),$$
$$\langle E_0(\omega, k)E_0(\omega', k')\rangle = (E_0^2)_{\omega,k}\,\delta(\omega+\omega')\,\delta(k+k'),$$

$\varepsilon'(\omega)$, $\varepsilon''(\omega)$ — соответственно действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости среды; e, S_0 — векторы поляризации и плотности потока энергии падающего излучения соответственно,

$$S_0 = \frac{1}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, dk\, (E_0^2)_{\omega,k}\,\frac{kc^2}{\omega}. \tag{5}$$

В пределе монохроматического излучения, когда $(E_0^2)_{\omega,k} = E_0^2\delta(\omega-\omega_0)\,\delta(k-k_0)$, формула (4) переходит в известное выражение [3, 4].

2. Рассеяние в жидкости. Рассмотрим рассеяние на флуктуациях плотности в произвольной жидкой среде. В этом случае [4]

$$(\delta\varepsilon^2)_{\omega-\omega',k-k';\omega',k'} = (\partial\varepsilon'(\omega')/\partial\rho)^2_\alpha\,(\delta\rho^2)_{\omega-\omega',k-k'}, \tag{6}$$

где индекс α либо равен s, если флуктуации адиабатические, либо равен T, если флуктуации изотермические. В состоянии термодинамического равновесия спектральная плотность флуктуаций плотности выражается через температуру T [5]:

$$^* \delta\varepsilon(\omega-\omega', k-k'; \omega', k') = [1/(2\pi)^4]\int_{-\infty}^{\infty} dt\int dr\int_0^{\infty} d\tau\int d\rho\,\delta\varepsilon(t, r; \tau, \rho)\times$$
$$\times \exp[-i(\omega'-\omega)t + i(k'-k)r]\exp(i\omega'\tau - ik'\rho)$$

$$(\delta\rho^2)_{\omega,k} = \frac{1}{(2\pi)^4}\,\frac{2\rho T\Gamma k^4}{(k^2 s^2-\omega^2)^2+\Gamma^2\omega^2 k^4}, \tag{7}$$

где $s=(\partial p/\partial\rho)_a^{1/2}$ — скорость звука, ρ — плотность жидкости, Γ — коэффициент, связанный с вязкостью и теплопроводностью [3–5].

Будем считать, что падающее излучение распространяется только вдоль определенного направления, которое выберем на ось Z, и поляризовано оно вдоль оси X,

$$(E_0^2)_{\omega',k'} = W(\omega')\,\delta(k'_\perp)\,\delta\left(k'_z-\frac{\omega'}{c}\sqrt{\varepsilon'(\omega')}\right), \tag{8}$$

где функция W определяет распределение энергии излучения по частоте.

Для интегрирования по k введем в формуле (4) сферическую систему координат, в которой угол θ будем отсчитывать от оси Z, а угол φ — от оси X. С помощью соотношений (6)—(8) запишем дифференциальное сечение рассеяния, характеризующее интенсивность рассеяния в элемент телесного угла $d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$ и в интервал частот $d\omega$,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{V\omega^3\rho T\varepsilon'(\omega)}{4\pi^3 c^6}\left(\frac{\partial\varepsilon'(\omega)}{\partial\rho}\right)_a^2 (1-\sin^2\theta\cos^2\varphi)\sin^2\frac{\theta}{2}\,F(\theta,\varphi,\omega); \tag{9}$$

$$F(\theta,\varphi,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' W(\omega')\left\{\beta\left[\left(a^2-\frac{(\omega-\omega')^2}{\omega^2}\right)^2+\beta^2\frac{(\omega-\omega')^2}{\omega^2}\right]^{-1}\right\}\times \left(\int_{-\infty}^{\infty} d\omega'\, W(\omega')\right)^{-1}, \tag{10}$$

где $a^2 = 4(s^2/c^2)\varepsilon'(\omega)\sin^2(\theta/2)$, $\beta = 4\Gamma[\omega\varepsilon'(\omega)/c^2]\sin^2(\theta/2)$. При выводе формулы (9) принято, что изменение частоты при рассеянии мало и функция $\varepsilon'(\omega)$ при этом слабо изменяется.

Рассмотрим падающее излучение с лоренцевой дисперсионной формой линии

$$W(\omega) = W_0\,\frac{\Delta}{\pi\omega_0}\left[\frac{(\omega-\omega_0)^2}{\omega_0^2}+\Delta^2\right]^{-1}, \tag{11}$$

где ω_0 — частота в центре линии, Δ — ширина линии. Подставим выражение (11) в формулу (10) и выполним интегрирование по частоте. В результате при $4a^2>\beta^2$ $(\sin^2(\theta/2)<[c^2 s^2/\Gamma^2\omega^2\varepsilon'(\omega)])$ получим

$$\begin{aligned}F ={}& \left(2\pi\Delta/\sqrt{4a^2-\beta^2}\right)\Big(\left[\sqrt{4a^2-\beta^2}\,(a^2-\beta^2+x_0^2+\Delta^2)-2x_0\times\right.\\ &\times(2a^2-\beta^2)\big]\big\{\beta^2\left(3a^2-\beta^2+x_0^2-2x_0\sqrt{4a^2-\beta^2}+\Delta^2\right)^2+\\ &+\left[\sqrt{4a^2-\beta^2}\,(a^2-\beta^2+x_0^2+\Delta^2)-2x_0(2a^2-\beta^2)\right]^2\big\}^{-1}+\\ &+\left[\sqrt{4a^2-\beta^2}\,(a^2-\beta^2+x_0^2+\Delta^2)+2x_0(2a^2-\beta^2)\right]\big\{\beta^2\big(3a^2-\\ &-\beta^2+x_0^2+2x_0\sqrt{4a^2-\beta^2}+\Delta^2\big)^2+\big[\sqrt{4a^2-\beta^2}\,\big(a^2-\beta^2+x_0^2+\\ &+\Delta^2\big)+2x_0(2a^2-\beta^2)\big]^2\big\}^{-1}\Big)+\pi\beta\left[(x_0^2-\Delta^2-a^2)^2-\right.\\ &\left.-x_0^2(4\Delta^2-\beta^2)-\beta^2\Delta^2\right]\big\{4\Delta^2x_0^2\big[2\big(x_0^2-\Delta^2-a^2\big)+\\ &+\beta^2\big]^2+\left[(x_0^2-\Delta^2-a^2)^2-x_0^2(4\Delta^2-\beta^2)-\beta^2\Delta^2\right]^2\big\}^{-1},\end{aligned} \tag{12}$$

где $x_0 = (\omega - \omega_0)/\omega_0$ — относительное изменение частоты при рассеянии.

В пределе малых диссипативных эффектов ($\Gamma \to 0$) форма линии рассеянного излучения определяется только немонохроматичностью рассеиваемого излучения и формула (12) принимает вид

$$F = \frac{\pi\Delta}{2a^2}\left[\frac{1}{(a-x_0)^2+\Delta^2} + \frac{1}{(a+x_0)^2+\Delta^2}\right]. \tag{13}$$

При $\Delta > a$ функция (13) имеет один максимум в точке $x_0 = 0 (\omega = \omega_0)$ с шириной Δ, и комбинационное рассеяние не проявляется. При $a > \Delta$ у функции (13) имеется два максимума при $x_0 = \pm a$ с ширинами Δ. В этом случае можно говорить о дублете Мандельштама — Бриллюэна, но с ширинами каждой из линий, определяемой немонохроматичностью падающего излучения.

При рассеянии на слабо затухающих звуковых волнах ($\beta \ll a$) достаточно узкополосного излучения ($\Delta \ll a$) функция (12) также существенно упрощается. Если ввести величину $\delta = x_0 - a$ и считать, что $|\delta| \ll |a|$, то будем иметь

$$F = \frac{\pi}{2a^2}\frac{\Delta + \beta/2}{\delta^2 + (\Delta + \beta/2)^2}. \tag{14}$$

В этом случае линия рассеянного излучения является лоренцевой, но с полушириной, равной сумме полуширины падающего излучения и собственной полуширины, связанной с диссипацией. Этот вывод согласуется с приведенным в [6].

Зависимость от угла рассеяния θ для слагаемых, связанных с немонохроматичностью и диссипацией, совершенно различна. В частности, при выполнении неравенства $\sin^2(\theta/2) \gg \Delta c^2/4\Gamma\omega_0\varepsilon'(\omega_0)$ форма линии практически не зависит от немонохроматичности падающего излучения.

3. Рассеяние в плазме. Основной причиной рассеяния электромагнитных волн в плазме являются флуктуации концентрации электронов $\delta N(\boldsymbol{r}, t)$. Если эти флуктуации достаточно медленные, то им можно сопоставить флуктуации высокочастотной диэлектрической проницаемости [4]:

$$\delta\varepsilon(\omega - \omega', \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}'; \omega', \boldsymbol{k}') = -\frac{4\pi e^2}{m\omega'^2}\delta N(\omega - \omega', \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}').$$

Величина $\delta\varepsilon^2$ в формуле (4) выражается при этом через спектральную плотность корреляционной функции флуктуаций концентрации электронов:

$$(\delta\varepsilon^2)_{\omega-\omega', \boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'; \omega', \boldsymbol{k}'} = \left(\frac{4\pi e^2}{m\omega'^2}\right)^2 (\delta N^2)_{\omega-\omega', \boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'}. \tag{15}$$

В неизотермической плазме, где температура электронов T_e не равна температуре ионов T_i, величина (δN^2) хорошо известна (см., например, [7]), но имеет достаточно сложный вид. Ограничимся поэтому рассмотрением двух областей частот в спектре рассеянного излучения, где можно использовать для (δN^2) относительно простые выражения.

Если выполнены условия

$$2\frac{v_{T_i}}{c}\sqrt{\varepsilon'(\omega)}\left|\sin\frac{\theta}{2}\right| \ln\left(\frac{z m_i T_e^3}{m T_i^3}\right) \ll \frac{\Delta\omega}{\omega} \equiv \equiv \frac{|\omega - \omega'|}{\omega} < 2\frac{v_{T_e}}{c}\sqrt{\varepsilon'(\omega)}\left|\sin\frac{\theta}{2}\right|, \tag{16}$$

то рассеяние происходит на ионно-звуковых волнах и естественная ширина линии* связана с затуханием Ландау на электронах ($v_{Te}=\sqrt{T_e/m}$, $v_{Ti}=\sqrt{T_i/m_i}$ — соответственно тепловые скорости электронов и ионов, $\varepsilon'=1-4\pi e^2 N_e/m\omega^2$).

Использовав соответствующее неравенствам (16) выражение для (δN^2), с помощью формул (4), (15) получим дифференциальное сечение при лоренцевой форме линии падающего излучения (11)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\omega}=\frac{1}{\pi^2}\sqrt{\frac{\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon'(\omega_0)}}N_e V\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\frac{\Delta}{\omega_0}a^4\Phi\left(\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}\right)(1-\sin^2\theta\cos^2\varphi), \tag{17}$$

где

$$x_0=\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0},\quad a\approx 2\frac{v_s}{c}\sqrt{\varepsilon'(\omega_0)}\left|\sin\frac{\theta}{2}\right|,\quad v_s=\sqrt{\frac{zT_e}{m_i}},$$

$$\Phi\left(\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}\right)=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\sqrt{\pi/2}\,(v_s/av_{T_e})}{(\xi^2+\Delta^2)\{[(x_0-\xi)^2-a^2]^2+(\pi/2)[v_s^2/(av_{T_e})^2](x_0-\xi)^6\}}d\xi, \tag{18}$$

Если естественная ширина линии мала, то спектр рассеянного излучения определяется только немонохроматичностью падающего излучения:

$$\Phi=\frac{\pi}{2a^4}\left[\frac{1}{(x_0+a)^2+\Delta^2}+\frac{1}{(x_0-a)^2+\Delta^2}\right]. \tag{19}$$

Это выражение подобно (13) и из него следуют аналогичные выводы: при $\Delta>a$ нельзя разрешить линии рассеяния на ионном звуке, при $\Delta<a$ в спектре имеется две линии, ширина которых определяется немонохроматичностью.

Если естественная ширина линии соизмерима с шириной линии падающего излучения, а смещение частоты $(\omega-\omega_0)/\omega_0$ близко к величине $2(v_s/c)\sqrt{\varepsilon'(\omega_0)}\,|\sin(\theta/2)|$, то функция (18) также упрощается:

$$\Phi=\frac{\pi}{2\Delta a^4}\left(\Delta+\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2}}a\frac{v_s}{v_{T_e}}\right)\left[\frac{(\omega-\omega_0-\omega_0 a)^2}{\omega_0^2}+\right.$$
$$\left.+\left(\Delta+\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2}}a\frac{v_s}{v_{T_e}}\right)^2\right]^{-1}. \tag{20}$$

В этом случае форма линии является лоренцевой с суммарной шириной линии. Чтобы можно было пренебречь немонохроматичностью, следует выбирать углы наблюдения, удовлетворяющие условию

$$\Delta<\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{v_s^2}{cv_{T_e}}\sqrt{\varepsilon'(\omega_0)}\left|\sin\frac{\theta}{2}\right|.$$

В области более значительных смещений частоты $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}>2\times\times\frac{v_{T_e}}{c}\sqrt{\varepsilon'(\omega_0)}\left|\sin\frac{\theta}{2}\right|\right)$ рассеяние происходит на ленгмюровских волнах и при $|\Delta\omega|\sim\omega_{Le}$ дифференциальное сечение рассеяния имеет вид ($\Delta k\approx 2(\omega_{Le}/c)\sqrt{\varepsilon'(\omega_0)}\,|\sin(\theta/2)|$)

* Т. е. ширина линии, связанная с диссипативными эффектами и определяющаяся немонохроматичностью волн, на которых происходит рассеяние.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon'(\omega_0)}}N_e V\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\left\{\Delta + \frac{\omega_{L_e}}{2\omega_0}\sqrt{\frac{\pi}{2}}(\Delta k \times\right.$$

$$\left.\times r_{De})^{-3}\exp\left[-\frac{1}{2(\Delta k\cdot r_{De})^2}\right]\right\}\frac{(\Delta k\cdot r_{De})^2}{\omega_0}(1-\sin^2\theta\cos^2\varphi)\times$$

$$\times\left[\frac{(\Delta\omega-\omega_{Le})^2}{\omega_0^2} + \left(\Delta + \frac{\omega_{Le}}{2\omega_0}\sqrt{\frac{\pi}{2}}(\Delta k\cdot r_{De})^{-3}\exp\left(-\frac{1}{2(\Delta k\cdot r_{De})^2}\right)\right)^2\right]^{-1}. \qquad (21)$$

Здесь также можно указать те углы наблюдения, при которых немонохроматичность падающего излучения не влияет на форму линии рассеянного излучения. Эти углы определяются неравенством

$$\Delta < \frac{\omega_{Le}}{2\omega_0}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\left|\frac{2\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon'(\omega_0)}\frac{v_{Te}}{\omega_{Le}}\sin\frac{\theta}{2}\right|^{-3}\exp\left[-2\left(\frac{\omega_0}{\omega_{Le}}\frac{v_{Te}}{c}\sqrt{\varepsilon'(\omega_0)}\times\right.\right.$$

$$\left.\left.\times\sin\frac{\theta}{2}\right)^2\right]^{-1}.$$

В качестве примера рассмотрим водородную лазерную плазму при $T_e = 1$ *кэВ*. Если наблюдать рассеяние под углом $\theta = 90°$, то естественные ширины ионно-звуковых ($\omega_0 \gg \omega_{Le}$) и ленгмюровских $\omega_0 \approx 2\omega_{Le}$ волн можно разрешить при $\Delta = 1{,}7\cdot 10^{-5}$ и $0{,}8\cdot 10^{-6}$ соответственно*. Для рубинового лазера это соответствует ширинам линий 0,12 Å и 0,0056 Å.

Немонохроматичность зондирующего излучения может существенно влиять на спектр рассеяния. Как показано выше, это влияние уменьшается и может стать пренебрежимо малым при определенных углах наблюдения. Можно, однако, предложить и другой способ для учета немонохроматичности и исключения этого эффекта из экспериментальных данных. Для лоренцевой формы линии, нормированные на единицу распределения интенсивности рассеянного излучения $I(\theta)$, имеют вид (см. формулы (14), (20), (21))

$$I(\theta) = [\Delta + \nu(\theta)]/[\delta^2 + (\Delta + \nu(\theta))^2],$$

где Δ определяет ширину линии падающего излучения, $\nu(\theta)$ — величина, характеризующая естественную ширину линии. Производя измерения рассеяния при двух различных углах θ_1 и θ_2, можно найти соответствующие значения $\delta_{1,2}$, для которых $I = 1/2$. Если известна зависимость величины ν от угла θ, то эти данные позволяют определить Δ:

$$\Delta = [\delta_2\nu(\theta_1) - \delta_1\nu(\theta_2)]/[\nu(\theta_1) - \nu(\theta_2)].$$

Исключив с помощью этой формулы величину Δ из общей ширины линии, можно определить естественную ширину линии ν.

ЛИТЕРАТУРА

1. Daughney C. C., Holmes L. S., Paul J. W. M.— Phys. Rev. Lett., 1970, **25**, p. 497.
2. Басов Н. Г., Быченков В. Ю., Зорев Н. Н., Осипов М. В., Рупасов А. А., Силин В. П., Склизков Г. В., Стародуб А. Н., Тихончук В. Т., Шиканов А. С. — Письма ЖЭТФ, 1979, **30**, с. 439.

---

* При $\omega_0 \approx 2\omega_{Le}$ нарушается принятое нами предположение о медленности флуктуаций, и поэтому приведенная оценка справедлива только по порядку величины.

3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1957. — Гл. 14, с. 490.
4. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. — М.: Наука, 1975. — Гл. 14.
5. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Статистическая физика. Ч. 2, — М.: Наука, 1978. — § 89.
6. Пятницкий Л. Н. Лазерная диагностика плазмы. — М.: Атомиздат, 1976. — С. 122.
7. Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитного излучения в плазме. — М.: Атомиздат, 1978.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Поступила в редакцию
18 сентября 1980 г.

ON THE SCATTERING OF THE NONMONOCHROMATIC RADIATION

L. M. Gorbunov, D. K. Salikhov

The general expression is derived for the scattering cross-section of nonmonochromatic radiation on the fluctuations of the dielectric permeability in medium. Scattering of light with Lorentz form of line on the density fluctuations is liquid and on the sound and langmuir waves in plasma is considered on the basis of this expression. It is shown that the bandwidth of incident wave can be excluded by means of measuring the scattered light under different angles.

ХРОНИКА

(Окончание, начало см. стр. 1053)

О значительности этого нового метода экспериментального изучения как верхней, так и нижней ионосферы говорилось и в лекции Н. А. Митякова «Радиофизические методы исследования ионосферы». Методы изучения ионосферы, основанные на использовании ИСЗ и геофизических ракет, были освещены в лекции Г. Л. Гдалевича и К. Б. Серафимова (Болгария). Физика областей E и F и связь их регулярных параметров с солнечным излучением были рассмотрены в лекции Г. С. Иванова-Холодного и обсуждены на последовавшей после нее оживленной дискуссии, вызванной появлением новых данных о солнечном волновом излучении.

Ряд заседаний был посвящен важному вопросу численного моделирования ионосферных параметров, который содержался, в частности, в упомянутой выше лекции А. А. Намгаладзе. На школе также была прочитана лекция, посвященная некоторым вопросам ионосферного распространения радиоволн (Ю. К. Калинин), и заслушаны сообщения о структуре атмосферы Земли (Г. М. Гречко) и сравнительных характеристиках магнитосфер планет (К. И. Грингауз).

В целом работа школы прошла успешно и способствовала повышению научного уровня специалистов, работающих в области исследований ионосферы и ионосферного распространения радиоволн.

А. Д. Данилов, Л. М. Ерухимов, Н. А. Митяков