Отметим, что очень высокая яркость СИ в широком спектральном диапазоне дает уникальные возможности для дальнейших исследований абсолютного метода, например для изучения описанной в [9] тонкой частотно-угловой структуры. Абсолютный метод может быть также использован для точного определения яркости СИ.

Автор благодарен Д. Н. Клышко за внимание к работе и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Клышко Д. Н. Квант. электроника, 1977, 4, № 5, с. 1056. [2] Schwinger J. Phyz. Rev., 1949, 75, p. 1912. [3] Тернов И. М., Михайлин В. В., Халилов В. Р. Синхротронное излучение и его применения. М.: Изд-во МГУ, 1980. [4] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. [5] Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н. УФН, 1977, 122, № 3, с. 369. [6] Синхротронное излучение. Под ред. К. Кунца. М.: Мир, 1981. [7] Китаева Г. Х., Пенин А. Н., Умысков А. Ф. В кн.: Тез. докл. XXI Всесоюз. конф. по когерент. и нелинейн. оптике. Ереван, 1982. [8] Квантовая метрология и фундаментальные константы. М.: Мир, 1981. [9] Китаева Г. Х., Клышко Д. Н., Таубин И. В. Квант. электроника, 1982, 9, № 3, с. 560.

Поступила в редакцию
28.04.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 2

УДК 533.72:621.378.33

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ СТОЛКНОВЕНИЙ АТОМОВ НА ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА

В. А. Кливаденко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Процессы установления режима генерации лазеров в последнее время привлекают все большее внимание исследователей. Наиболее полно эти процессы можно осветить с помощью кинетической теории.

В работах [1, 2] процессы установления режима генерации исследовались подробно, но лишь для случая, когда столкновения атомов рабочей среды отсутствуют. В работах [3, 4] детально исследовалось влияние столкновений на уширение спектральных линий излучения при отсутствии в системе внешнего поля E. Представляет несомненный интерес рассмотреть процесс установления генерации с учетом столкновений.

Квантовое кинетическое уравнение для элементов матрицы плотности $f_{nm}(R, V, t)$ в дипольном приближении имеет вид [2]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V\frac{\partial}{\partial R} + i\omega_{nm}\right) f_{nm} - \frac{i}{\hbar}\sum_{n_1}(d_{nn_1}f_{n_1m} - f_{nn_1}d_{n_1m})E = I_{nm}, \qquad (1)$$

где V — скорость атомов, ω_{nm} — частота атомного перехода $n \to m$, d_{nm} — матричный дипольный момент, I_{nm} — интеграл упругих столкновений, конкретный вид которого зависит от рассматриваемой модели столкновений.

Будем считать, что $d_{nn}=0$.

Следуя [1], рассмотрим двухуровневую модель атомов рабочей среды. Пусть a — верхний рабочий уровень, b — нижний уровень, который является основным. Считаем, что спектр поля сосредоточен около частоты ω_0, близкой к частоте перехода ω_{ab}.

Рассмотрим для начала модель сильных столкновений, в которой предполагается, что скорость атомов после столкновения целиком определяется равновесной функцией распределения Максвелла $f^0(V) = \frac{1}{\sqrt{\pi}V_T}\exp(-V^2/V_T^2)$ и не зависит от скорости атома до столкновения. Здесь $V_T = \sqrt{2kT/M}$ — тепловая скорость атомов.

Интеграл столкновений для этого случая берем в виде [3]

$$I_{nm} = -\nu_c f_{nm} + \nu_c f^0(V)\int f_{nm}dV - \gamma_{nm}(f_{nm} - f^0_{nm}\delta_{nm}), \tag{2}$$

где ν_c — эффективная частота столкновений; n, $m=a$, b, γ_{aa}, γ_{ba}, γ_{bb} — диссипативные константы; $f^0_{aa} \equiv f^0_a$, $f^0_{bb} \equiv f^0_b$ — заданные распределения (не обязательно максвелловские), определяемые накачкой. Для простоты положим $\gamma_{aa} = \gamma_{bb} = \gamma$.

Удобно перейти к функциям $D = f_a - f_b$, $N = f_a + f_b$. Из (1) и (2) получаем систему уравнений для D, N, f_{ab}, f_{ba}:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + V\frac{\partial}{\partial R}\right)D = \frac{2i}{\hbar}(d_{ab}f_{ba} - f_{ab}d_{ba})E - \gamma(D - D^0) - \nu_c D + \nu_c f^0\int DdV', \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + V\frac{\partial}{\partial R}\right)N = -\gamma(N - N^0) - \nu_c N + \nu_c f^0\int NdV', \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + V\frac{\partial}{\partial R} + i\omega_{ab}\right)f_{ab} = -\gamma_{ab}f_{ab} - \frac{id_{ab}}{\hbar}DE - \nu_c f_{ab} + \nu_c f^0\int f_{ab}dV', \\ f_{ba} = f^*_{ab}. \end{cases} \tag{3}$$

Здесь предполагается, что величина инверсной населенности $D^0 \equiv f^0_a - f^0_b > 0$ задана.

Так как в уравнение для N не входят D, f_{ab}, то можно использовать частное решение $N = N^0 = f^0(V)$.

Рассмотрим решение системы (3) без учета флуктуаций. Тогда уравнения для средних $\langle D\rangle$, $\langle f_{ab}\rangle$, $\langle E\rangle$ совпадают с (3). Здесь $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по ансамблю. Наиболее просто исследовать эту систему для частного случая кольцевого лазера, работающего в режиме однонаправленной генерации.

Зададим поле E в виде бегущей волны [1]:

$$E(R, t) = \frac{1}{2}(E(\omega_0, k_0)\exp(-i(\omega_0 t - k_0 R)) + \text{к. с.}), \tag{4}$$

а f_{ab} — в виде

$$f_{ab}(R, V, t) = f_{ab}(\omega_0, k_0, V)\exp(-i(\omega_0 t - k_0 R)). \tag{5}$$

Вектор поляризации активной среды

$$P(R, t) = \frac{1}{2}(P(\omega_0, k_0)\exp(-i(\omega_0 t - k_0 R)) + \text{к. с.}). \tag{6}$$

Связь между $P(\omega_0, k_0)$ и $f_{ab}(\omega_0, k_0, V)$ дается выражением

$$P(\omega_0, k_0) = 2nd_{ab}\int f_{ab}(\omega_0, k_0, V)dV. \tag{7}$$

Подставляя (4), (5) в (3) и удерживая резонансные члены, получим систему

$$\begin{cases} (-i\omega_0 + ik_0V + \gamma_{ab} + i\omega_{ab} + \nu_c) f_{ab} = -\frac{i}{2\hbar} d_{ab} DE + \nu_c f^0 \int f_{ab} dV', \\ \nu_c D + \gamma(D - D^0(V)) = \frac{i}{\hbar}(d_{ab} f_{ba} E - d_{ba} f_{ab} E^*) + \nu_c f^0 \int D dV', \\ f_{ba} = f^*_{ab}. \end{cases} \tag{8}$$

Введем восприимчивость $\alpha(\omega_0, k_0)$, связывающую P и E:

$$P(\omega_0, k_0) = \alpha(\omega_0, k_0) E(\omega_0, k_0). \tag{9}$$

Решая систему (8) относительно f_{ab}, с учетом (7), (9) получаем для α выражение

$$\alpha = -\frac{in\,|d_{ab}|^2 D^0}{3\hbar} u(x, y) \int dV f^0(V) \left[\Gamma_{ab}\left(1 + a_{\text{н}} |E|^2 \frac{\gamma_{ab} + \nu_c}{2} \times \right.\right.$$
$$\left.\left. \times \left(u(x, y)\,\Gamma_{ab}^{-1} + \text{к. с.}\right)\right)\right]^{-1}, \tag{10}$$

где

$$x = \frac{\omega_0 - \omega_{ab}}{\Delta\omega_D}, \quad y = \frac{\gamma_{ab} + \nu_c}{\Delta\omega_D}, \quad \Gamma_{ab} = \gamma_{ab} + \nu_c + i(\omega_{ab} - \omega_0 + k_0 V),$$

$$u(x, y) = \left[1 - \frac{\nu_c \sqrt{\pi}}{\Delta\omega_D} w(x, y)\right]^{-1},$$

$$w(x, y) = i/\pi \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2)/(x + iy - t)\, dt$$

— интеграл вероятности от комплексного аргумента [5], $\Delta\omega_D = k_0 V_T$ — доплеровское уширение,

$$a_{\text{н}} = |d_{ab}|^2 / 3\hbar^2 \gamma(\gamma_{ab} + \nu_c) \tag{11}$$

— параметр насыщения.

В (11) использовано предположение об изотропности [2]

$$(d_{ab})_i (d_{ba})_j = |d_{ab}|^2 \delta_{ij}/3, \quad i, j = x, y, z.$$

Диэлектрическая проницаемость ε связана с α:

$$\varepsilon(\omega_0, k_0) = 1 + 4\pi\alpha(\omega_0, k_0). \tag{12}$$

Из (10) следует, что диэлектрическая проницаемость зависит от величины $|E|^2$, пропорциональной интенсивности поля.

Для отыскания амплитуды поля $|E|$ и частоты генерации ω_0 необходимо воспользоваться волновым уравнением, из которого, приравнивая отдельно мнимые и действительные части, получаем два уравнения относительно $|E|$ и ω_0:

$$\begin{gathered} \omega_0^2 \operatorname{Re} \varepsilon(\omega_0, k\ ) - c^2 k_0^2 = 0, \\ \operatorname{Im} \varepsilon(\omega_0, k_0) - Q^{-1} = 0. \end{gathered} \tag{13}$$

Здесь $Q = \Delta\omega_D/\omega_0$ — добротность резонатора, $\Delta\omega_{\text{р}}$ — полуширина полосы резонатора, учитывающая затухание поля в среде и на зеркалах, а также выход излучения из резонатора.

Уравнения (13) существенно упрощаются, когда расстройка $\mu = \omega_{ab} - \omega_0 = 0$. Тогда

$$\mathrm{Re}\,\varepsilon = 1,$$

$$\mathrm{Im}\,\varepsilon = -\frac{4\pi n\,|d_{ab}|^2}{3\hbar}\,\frac{D^0\sqrt{\pi}}{\Delta\omega_D}\,\frac{u(y)}{\sqrt{1+a_{\text{н}}|E|^2 u(y)}}\,w\left(y\sqrt{1+a_{\text{н}}|E|^2 u(y)}\right). \tag{14}$$

Здесь

$$u(y) = u(x=0,\ y),$$

$$w(y) = w(x=0,\ y) = e^{y^2}\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^y e^{-t^2}dt\right).$$

Подставляя (14) в (13), получим уравнение относительно $|E|$:

$$\eta\,\frac{w\left(y\sqrt{1+a_{\text{н}}|E|^2 u(y)}\right)}{\sqrt{1+a_{\text{н}}|E|^2 u(y)}} = w(y), \tag{15}$$

где $\eta = D^0/D^0_{\text{пор}}$ — превышение над порогом, а

$$D^0_{\text{пор}} = \left[\frac{4\pi n\,|d_{ab}|^2}{3\hbar}\,\frac{\sqrt{\pi}\,Q}{\Delta\omega_D}\,u(y)\,w(y)\right]^{-1} \tag{16}$$

— пороговое значение разности населенностей, при которой начинается генерация.

Нетрудно показать, что функция $u(y)\,w(y)$ с ростом y монотонно убывает. Отсюда следует, что с ростом частоты столкновений ν_c пороговое значение $D^0{}_{\text{пор}}$ возрастает.

Приведем решения уравнения (15) вблизи порога генерации ($\eta - 1 \ll 1$) в двух предельных случаях.

1. $\nu_c,\ \gamma_{ab} \ll \Delta\omega_D$.

Из (15) в этом случае получаем

$$a_{\text{н}}|E|^2 = 2(\eta - 1)\left(1 + \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\nu_c(\pi - 2) - 2\gamma_{ab}\right)/\Delta\omega_D\right).$$

2. $\Delta\omega_D \ll \gamma_{ab} + \nu_c$.

Решение уравнения (15) в этом случае имеет вид

$$a_{\text{н}}|E|^2 = 2(\eta - 1)\,\frac{\gamma_{ab}}{\gamma_{ab} + \nu_c}\left(1 + \frac{\Delta\omega_D^2}{2(\gamma_{ab} + \nu_c)^2}\right).$$

Для случая $\nu_c \sim \Delta\omega \gg \gamma_{ab}$ (что соответствует $y \cong 1$) численная оценка дает

$$a_{\text{н}}|E|^2 = 2(\eta - 1)\cdot 0{,}621.$$

Таким образом, получается, что столкновения приводят к уменьшению амплитуды генерируемого поля.

Перейдем теперь к рассмотрению модели слабых столкновений, хорошо описывающей рассеяние частиц на малые углы, например рассеяние тяжелых излучающих атомов на легких возмущающих частицах.

Интеграл столкновений I_{nm} в этом случае имеет вид [4]

$$I_{nm} = \alpha\,\frac{\partial^2 f_{nm}}{\partial V^2} + \nu_c\,\frac{\partial}{\partial V}(V f_{nm}) - \gamma_{nm}(f_{nm} - f^0_{nm}\delta_{nm}).$$

Здесь, как и в первой модели, ν_c — эффективная частота столкновений, $f_a{}^0$, $f_b{}^0$ — заданные распределения, определяемые накачкой, а величина

$\alpha=\nu_c V^2{}_T/2$. Повторяя аналогичные рассуждения, как и в случае сильных столкновений, получим систему уравнений для f_{ab}, f_{ba}, D:

$$\begin{cases} (\Gamma + ik_0V) f_{ab} = -\dfrac{i}{2\hbar} d_{ab}DE + \alpha \dfrac{\partial^2 f_{ab}}{\partial V^2} + \nu_c \dfrac{\partial}{\partial V}(Vf_{ab}), \\ \gamma (D - D^0) = \dfrac{i}{\hbar}(d_{ab}f_{ba}E - d_{ba}f_{ab}E^*) + \alpha \dfrac{\partial^2 D}{\partial V^2} + \nu_c \dfrac{\partial}{\partial V}(VD), \\ \quad f_{ba} = f^*_{ab}. \end{cases} \tag{17}$$

Будем искать решение этой системы в виде ряда по E:

$$f_{ab}(\omega_0,\ k_0,\ V) = f_1E + f_3|E|^2E + \ldots, \tag{18}$$

$$D(V) = D_0(V) + D_2(V)|E|^2 + \ldots \tag{19}$$

Как нетрудно убедиться, из (17) следует, что

$$D_0(V) = D^0 f^0(V),$$

где $D^0 = \mathrm{const}$, $f^0(V)$ — распределение Максвелла. Подставляя (18), (19) в систему (17) и переходя к фурье-компонентам по V, получаем систему рекуррентных дифференциальных уравнений для $f_k(\varkappa,\ \omega_0,\ k_0)$, $D_k(\varkappa,\ \omega_0,\ k_0)$:

$$\begin{cases} \left((\nu_c\varkappa - k_0)\dfrac{\partial}{\partial\varkappa} + \alpha\varkappa^2 + \Gamma\right) f_k(\varkappa) = -\dfrac{i}{2\hbar} d_{ab}D_{k-1}(\varkappa), \\ \left(\nu_c\varkappa\dfrac{\partial}{\partial\varkappa} + \alpha\varkappa^2 + \gamma\right) D_{k+1}(\varkappa) = \dfrac{i}{\hbar}(d_{ab}f^*_k(\varkappa) - d_{ba}f_k(\varkappa)), \end{cases} \tag{20}$$

$$\Gamma = \gamma_{ab} + i(\omega_{ab} - \omega_0);\ k = 1,\ 3,\ 5,\ \ldots$$

Решая ее, можно получить f и D в любом порядке по E. Мы ограничимся выражением для f_1, f_3 и D_2 (т. е. фактически считаем, что поле E мало).

Связь f_1, f_3 с выражением для поляризации α вытекает из (7), (10) с учетом (18):

$$\alpha(\omega_0,\ k_0) = \alpha_1 + \alpha_3|E|^2 + \ldots, \tag{21}$$

где

$$\alpha_1(\omega_0,\ k_0) = 2nd_{ab}f_1(\omega_0,\ k_0,\ \varkappa=0),$$

$$\alpha_3(\omega_0,\ k_0) = 2nd_{ab}f_3(\omega_0,\ k_0,\ \varkappa=0).$$

Учитывая все сказанное выше, получим окончательно

$$\alpha_1 = i\frac{n|d_{ab}|^2}{3\hbar}\frac{D^0}{\nu_c} G\left(1, 1 + \frac{\Delta\omega_D^2}{2\nu_c^2} + \frac{\Gamma}{\nu_c},\ \frac{\Delta\omega_D^2}{2\nu_c^2}\right),$$

$$\alpha_3 = -i\frac{n|d_{ab}|^2}{3\hbar}\frac{V_T}{\Delta\omega_D}\int\limits_0^\infty \exp\left\{-\frac{V_T^2\varkappa'^2}{4} + \left(\frac{\Delta\omega_D^2}{2\nu_c^2} + \frac{\Gamma}{\nu_c} - 1\right) \times \right.$$

$$\left. \times \ln\left(1 - \frac{\nu_c V_T \varkappa'}{\Delta\omega_D}\right)\right\} D_2(\varkappa')\,d\varkappa'. \tag{22}$$

Здесь $G(\alpha,\ \gamma,\ z) = \dfrac{1}{\Gamma(\alpha)}\displaystyle\int\limits_0^\infty e^{-zt}t^{\alpha-1}(1+t)^{\gamma-\alpha-1}\,dt$ — вырожденная гипергеометрическая функция второго рода,

$\Gamma(\alpha)=\int\limits_0^\infty \exp(-t)\,t^{\alpha-1}\,dt$ — гамма-функция [6],

$$D_2(\varkappa)=\frac{|d_{ab}|^2}{6\hbar^2\nu_c}D^0\exp\left(-\frac{V_T^2\varkappa^2}{4}\right)\varkappa^{-\frac{\nu}{\nu_c}}\int\limits_0^\infty(\varkappa-\varkappa')^{\frac{\nu}{\nu_c}-1}\left[G(\varkappa-\varkappa')+\text{к. с.}\right]d\varkappa'.$$

В этом выражении

$$G(\varkappa-\varkappa')\equiv G\left(1,1+\frac{\Delta\omega_D^2}{2\nu_c^2}+\frac{\Gamma}{\nu_c};\ \frac{\Delta\omega_D^2}{2\nu_c^2}\left(1-\frac{\nu_c V_T(\varkappa-\varkappa')}{\Delta\omega_D}\right)\right).$$

В (22) учтено, что $\alpha=\nu_c V^2{}_T/2$.

Для нулевой расстройки $\mu=0$ эти выражения несколько упрощаются. В этом случае, например, $\operatorname{Re}\alpha=0$. Рассмотрим, как и прежде, два предельных случая.

1. $\gamma_{ab},\ \nu_c\ll\Delta\omega_D$.

Из (22) вытекает, что

$$\operatorname{Im}\alpha_1=-\frac{n\,|d_{ab}|^2}{3\hbar}\frac{D^0\sqrt{\pi}}{\Delta\omega_D}\left(1+\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\gamma_{ab}-\nu_c/3}{\Delta\omega_D}\right), \tag{23}$$

$$\operatorname{Im}\alpha_3=-\operatorname{Im}\alpha_1\frac{a_\text{н}}{2}\left(1+\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\gamma_{ab}-\nu_c/3}{\Delta\omega_D}\right),$$

$a_\text{н}$ определяется (11). Подставляя (23) в уравнение (13) с учетом (12), (21), получим уравнение для определения $|E|$. Его решение имеет вид

$$a_\text{н}|E|^2=2(\eta-1)\left(1-\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\gamma_{ab}-\nu_c/3}{\Delta\omega_D}\right), \tag{24}$$

где $\eta=D^0/D^0_\text{пор}$,

$$D^0_\text{пор}=\left[\frac{4\pi n\,|d_{ab}|^2}{3\hbar}\frac{\sqrt{\pi}\,Q}{\Delta\omega_D}\left(1+\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\gamma_{ab}-\nu_c/3}{\Delta\omega_D}\right)\right]^{-1}. \tag{25}$$

В (24) предполагается, что справедливо условие $\eta-1\ll1$. Из (25) видно, что пороговое значение $D^0_\text{пор}$ растет с ростом ν_c.

2. $\Delta\omega_D\ll\nu_c+\gamma_{ab}$.

В этом случае имеем

$$\operatorname{Im}\alpha_1=-\frac{n\,|d_{ab}|^2}{3\hbar}\frac{D^0}{\gamma_{ab}}\left(1+\frac{\Delta\omega_D^2}{2\nu_c(\gamma_{ab}+\nu_c)}\right),$$

$$\operatorname{Im}\alpha_3=-\operatorname{Im}\alpha_1 a_\text{н}\frac{\gamma_{ab}+\nu_c}{2\gamma_{ab}}\left(1+\frac{\Delta\omega_D^2}{2\nu_c(\gamma_{ab}+\nu_c)}\right).$$

Решая уравнение для $|E|$, получим

$$a_\text{н}|E|^2=2(\eta-1)\frac{\gamma_{ab}}{\gamma_{ab}+\nu_c}\left(1+\frac{\Delta\omega_C^2}{2\nu_c(\gamma_{ab}+\nu_c)}\right),$$

$$D^0_\text{пор}=\left[\frac{4\pi n\,|d_{ab}|^2}{3\hbar}\frac{Q}{\gamma_{ab}}\left(1+\frac{\Delta\omega_D^2}{2\nu_c(\gamma_{ab}+\nu_c)}\right)^{-1}\right]. \tag{26}$$

Из (26) вытекает, что при увеличении ν_c $D^0_\text{пор}$ увеличивается.

Таким образом, можно сделать вывод, что в рамках указанных приближений учет столкновений атомов активной среды ведет к росту порогового значения разности населенностей для обеих моделей столкновений.

Следует отметить, что в обеих моделях столкновений пороговое значение разности населенностей и амплитуда генерируемого поля существенным образом зависят от соотношений между константами γ_{ab}, ν_c и $\Delta\omega_D$. В случае сильных столкновений выражение для $D^0_{\text{пор}}$ (16) можно получить в явном виде как функцию $y=(\gamma_{ab}+\nu_c)/\Delta\omega_D$ для любых y. В случае слабых столкновений получить аналитическое решение удается лишь асимптотически, при малых и больших y (см. (25), (26)) и для малых E. Тем не менее из (16), (25) и (26) вытекает, что в рамках указанных приближений учет столкновений атомов активной среды ведет к росту порогового значения разности населенностей для обеих моделей столкновений при любых соотношениях между γ_{ab}, ν_c и $\Delta\omega_D$, а в случае $\nu_c\gg\gamma_{ab}$ наличие столкновений может быть определяющим.

В заключение выражаю благодарность проф. Ю. Л. Климонтовичу за постоянное внимание и интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. Под ред. Ю. Л. Климонтовича. М.: Наука, 1974. [2] Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория электромагнитных процессов. М.: Наука, 1980. [3] Раутиан С. Р., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. [4] Асмарян Э. А., Хлыбов Г. Н. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1972, 13, № 4, с. 407. [5] Фадеева В. Н., Терентьев Н. И. Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента. М.: Гостехиздат, 1974. [6] Никифоров А. Ф., Уваров В. Б. Специальные функции математической физики. М.: Наука, 1978.

Поступила в редакцию
27.05.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 2

УДК 551.465.41

ВЛИЯНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ В ПРИДОННОМ ПЛОТНОСТНОМ ПОТОКЕ

В. Н. Анучин, Ю. Г. Пыркин

(кафедра физики моря и вод суши)

1. В последние годы в морской геофизике возрос интерес к изучению придонных плотностных потоков, которые характеризуются в первую очередь высокой энергоемкостью и крайне слабым взаимодействием с вышележащими слоями воды [1—3]. Придонные плотностные потоки могут создаваться как термохалинными факторами, так и взвешенной суспензией. Высокая энергоемкость и слабое взаимодействие с окружающей жидкостью позволяют этим потокам распространяться тонкими слоями вдоль дна на значительные расстояния, практически не меняясь по толщине [4]. Совершенно очевидно, что для устойчивости подобного рода течений необходимы какие-то в сильной степени анизотропные распределения динамических характеристик в них. Экспериментально доказанным [5] проявлением анизотропных свойств яв-