16. *McKenzie A.L., Allen V.* // Phys. Med. Biol. 1991. **36**, No. 12. P. 1621.
17. *Ben-Abraham D., Taitelbaum H., Weiss G.H.* // Lasers Life Sci. 1991. **4**. P. 29.
18. *Karabutov A.A., Podymova N.B., Letokhov V.S.* // Appl. Phys. 1996. **B63**, No. 6. P. 545.

Поступила в редакцию
28.07.00

УДК 535.345

ФАЗОВАЯ САМОМОДУЛЯЦИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В ПОЛЫХ ВОЛНОВОДАХ: ПРОСТЫЕ РЕЦЕПТЫ ВЫСОКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ

А. Н. Наумов, О. А. Колеватова, А. М. Желтиков

(*кафедра общей физики и волновых процессов*)

E-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

Получены простые выражения, позволяющие оценить давления газа, которые обеспечивают выполнение условий фазового согласования при генерации третьей гармоники в полом волноводе с потерями, а также выбрать оптимальные размеры полого волновода для получения сверхкоротких импульсов. Приведена оценка увеличения эффективности генерации гармоник в полом волноводе относительно генерации гармоник в свободном газе.

Введение

Нелинейно-оптические процессы, сопровождающие взаимодействие сильных световых полей с газовыми средами, открывают уникальные возможности для генерации предельно коротких импульсов и продвижения в спектральные области, недоступные для имеющихся лазерных источников и традиционных преобразователей частоты. Например, явление фазовой самомодуляции в наполненных газом полых волноводах позволяет получать импульсы длительностью менее 5 фс с энергией в несколько десятков микроджоулей [1, 2]. Использование подобных сверхкоротких импульсов для генерации высших гармоник, в свою очередь, позволяет достичь высоких эффективностей нелинейно-оптического преобразования частоты [3, 4] и решить задачу генерации когерентного излучения в области водяного окна (2.3–4.4 нм) [3].

Важную роль в понимании явления генерации высоких гармоник и в формировании современной парадигмы преобразования частоты излучения и генерации коротких импульсов коротковолнового излучения сыграли работы (см. [5, 6]), в которых была предложена простая модель нелинейно-оптического отклика атомарной системы на сверхсильное световое поле. Эффекты распространения излучения, связанные с фазовой и групповой расстройкой импульсов накачки и гармоники, а также с оптическими потерями, оказывают существенное влияние на эффективность нелинейно-оптических процессов в протяженных средах [7–10]. Исследование всей совокупности эффектов распространения коротких световых импульсов в нелинейных средах пока не привело к появлению модели столь же ясной и простой, как модель нелинейно-оптического отклика одиночной атомарной системы. Особенно сложной данная проблема является в случае наполненных газом полых волноводов, которые все шире используются для генерации сверхкоротких импульсов [1, 2], нелинейно-оптического преобразования частоты [11–15] и для нелинейной спектроскопии [16, 17], так как анализ нелинейно-оптических взаимодействий в этих условиях должен выполняться с учетом различных составляющих дисперсии.

В настоящей работе предложены простые рецепты увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в полых волноводах. Получены простые выражения, позволяющие оценить оптимальные давления газа при генерации гармоник в полых волноводах с потерями, а также выбрать оптимальные размеры волновода в схемах компрессии лазерных импульсов.

1. Генерация третьей гармоники в полом волноводе с потерями

Рассмотрим процесс генерации третьей гармоники (ГТГ) в полом оптическом волноводе, оболочка которого имеет действительную диэлектрическую проницаемость ε_2, а сердцевина радиусом a заполнена газом с показателем преломления $n_1 < \sqrt{\varepsilon_2}$. Предположим, что возбуждена вполне определенная волноводная мода полого волновода EH_{1n} на частоте основного излучения (накачки) и рассмотрим генерацию моды EH_{1m} третьей гармоники (ТГ) в приближении медленно меняющихся амплитуд, считая, что длительность световых импульсов велика по сравнению с периодом светового поля.

Исследуем процесс ГТГ в наполненном газом полом волноводе с потерями, используя следующее уравнение для медленно меняющейся амплитуды импульса ТГ B^m [10]:

$$\frac{\partial}{\partial z} B^m\left(z, \eta_h^m\right) + \frac{\alpha_h^m}{2} B^m\left(z, \eta_h^m\right) = \\ = i\sigma^{mn}\left(A^n\left(z, \eta_h^m + \zeta^{mn} z\right)\right)^3 \exp\left(-i\Delta k^{mn} z\right). \qquad (1)$$

Здесь ось z параллельна оси полого волновода; $\eta_h^m = \left(t - z/v_h^m\right)/\tau$ — бегущее время, нормированное на длительность импульса накачки τ, $\zeta^{mn} = \left(1/v_h^m - 1/v_p^n\right)/\tau$; A^n и ν_p^n — медленно меняющаяся амплитуда и групповая скорость импульса основного излучения; ν_h^m — групповая скорость импульса ТГ; величина оптических потерь на частоте ТГ α_h^m определяется согласно выражению [18]

$$\alpha_l^m \approx \frac{2}{a n_1(\omega_l)} \left(\frac{u_1^m c}{a \omega_l}\right)^2 \frac{\left(\varepsilon_2(\omega_l) + n_1^2(\omega_l)\right)}{2 n_1^2(\omega_l) \left(\varepsilon_2(\omega_l) - n_1^2(\omega_l)\right)^{1/2}};$$

u_l^m — собственное значение моды EH_{1m}, $l = p, h$ для импульсов накачки и гармоники соответственно;

$$\Delta k^{mn} = K_h^m - 3K_p^n \approx \Delta k_0 + \Delta k_w^{mn} \qquad (2)$$

— фазовая расстройка с учетом дисперсии волновода;

$$\Delta k_0 = \frac{\omega_h}{c}\left[n_1\left(\omega_h\right) - n_1\left(\omega_p\right)\right], \qquad (3)$$

$$\Delta k_w^{mn} = \frac{c}{2\omega_p}\left[3\left(\frac{u_p^n}{a}\right)^2 - \frac{1}{3}\left(\frac{u_h^m}{a}\right)^2\right] \qquad (4)$$

— компоненты фазовой расстройки за счет дисперсии газа и волновода соответственно (полная фазовая расстройка может быть представлена в виде суммы двух компонент в случае, когда выполняется неравенство $n_1(\omega_l) - 1 \ll 1$); σ^{mn} — нелинейный коэффициент, пропорциональный концентрации частиц и учитывающий поперечные распределения полей накачки и ТГ для соответствующих мод полого волновода.

Уравнение (1) аналогично уравнениям для ГТГ в газовой среде с учетом эффектов фазового рассогласования, группового запаздывания и затухания импульсов в приближении плоских волн. Правая часть уравнения (1) описывает нелинейную поляризацию среды третьего порядка, ответственную за ГТГ. Однако в отличие от приближения плоских волн уравнение (1) учитывает влияние волновода, поскольку содержит константы распространения в выражении для фазовой расстройки (2), групповые скорости импульсов накачки и ТГ, а также нелинейный коэффициент σ^{mn}, записанный с учетом поперечных распределений полей накачки и ТГ для соответствующих мод полого волновода.

2. Компенсация фазовой расстройки

Возможности увеличения эффективности ГТГ в полом волноводе, как было отмечено в ряде работ [11, 12], связаны с тем обстоятельством, что расстройка волновых векторов, входящая в уравнение (1) и определяющая эффективность ГТГ, зависит

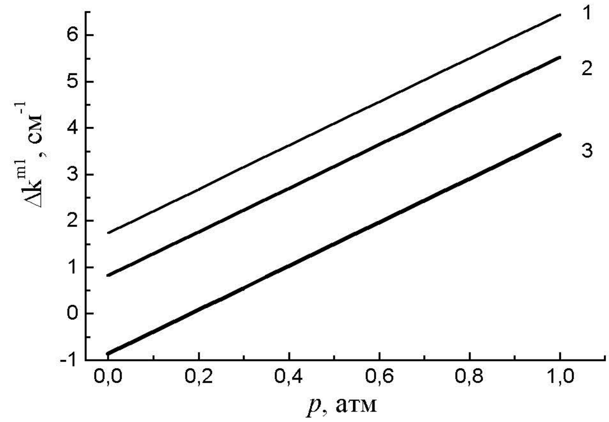

Рис. 1. Зависимость фазовой расстройки Δk^{m1} для моды EH_{11} основного излучения и мод EH_{11} (*1*), EH_{12} (*2*), EH_{13} (*3*) ТГ от давления аргона при внутреннем радиусе полого волновода $a = 75$ мкм

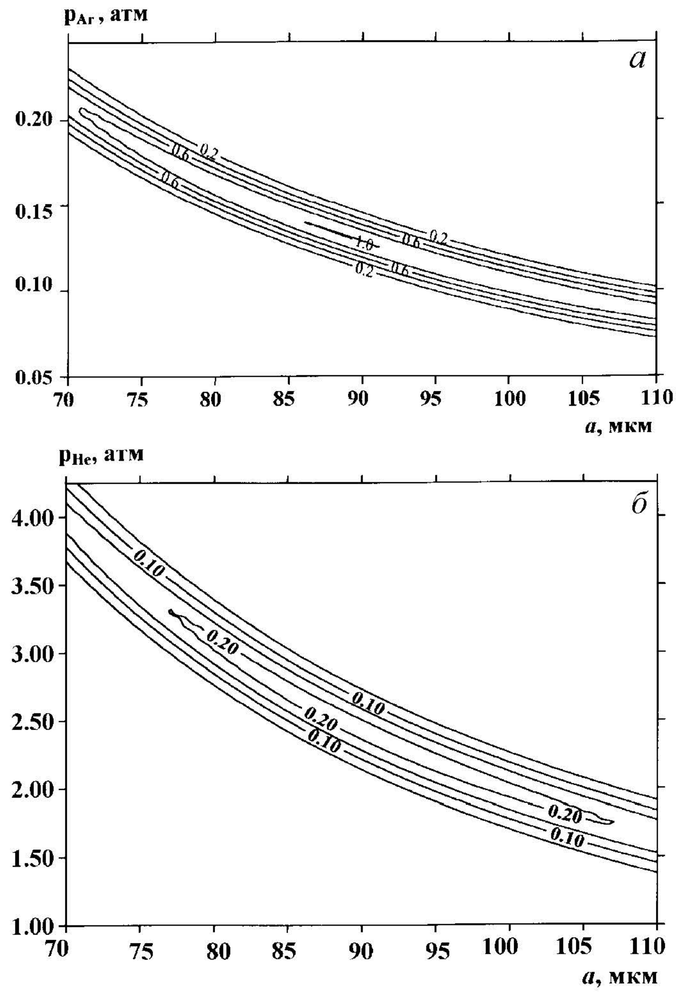

Рис. 2. Зависимость энергии импульса ТГ (в относительных единицах — см. цифры при кривых) на выходе из полого волновода длиной $L = 60$ см, заполненного аргоном (*а*) и гелием (*б*), от радиуса волновода a и давления p при длительности импульса накачки $\tau = 20$ фс

не только от дисперсии газа (3), но и от дисперсии волноводных мод (4) (рис. 1). Наиболее простой способ добиться компенсации фазовой расстройки для процесса ГТГ заключается в изменении давления газа, наполняющего волновод. Используя формулы

(2)–(4), получаем выражение, связывающее давление газа в полом волноводе p_{opt}, при котором выполнено условие фазового синхронизма, с внутренним радиусом волновода a:

$$p_{\text{opt}} = \frac{p_0 c}{2\Delta k_{01}\omega_p}\left[\frac{1}{3}\left(\frac{u_h^m}{a}\right)^2 - 3\left(\frac{u_p^n}{a}\right)^2\right], \tag{5}$$

где Δk_{01} — фазовая расстройка за счет дисперсии газа при давлении p_0, определяемая выражением (3).

На рис. 2, *а* и *б* приведены зависимости энергии импульса ТГ $W \sim a^2 \int |B^m|^2 \, d\eta_h^3$ на выходе из полого волновода, заполненного аргоном и гелием соответственно, от радиуса сердцевины волновода a и давления p. Энергия импульса ТГ на рис. 2 максимальна, когда $p = p_{\text{opt}}$, т. е. когда выполняется условие фазового согласования (5). Формула (5), таким образом, дает качественную оценку оптимального давления (при прочих фиксированных параметрах волновода) для достижения максимальной эффективности процесса ГТГ в наполненном газом полом волноводе.

3. Предельный выигрыш в эффективности генерации гармоник

Анализ уравнения (1) для амплитуды ТГ показывает, что при отсутствии группового запаздывания импульсов накачки и ТГ в режиме сильного поглощения, когда длина волновода существенно превышает длину поглощения для ТГ,

$$\alpha_l^m z \gg 1,$$

максимальное увеличение эффективности ГТГ (и в общем случае эффективности генерации произвольной гармоники, см. [19]) за счет фазового согласования в полом волноводе может быть оценено с помощью формулы

$$\eta = 1 + \left(\frac{\Delta k_0}{\alpha_l^m}\right)^2. \tag{6}$$

С физической точки зрения выражение (6) означает, что максимальное увеличение эффективности генерации гармоник за счет фазового согласования в полом волноводе определяется дисперсией и поглощением газа, а не параметрами волновода. Иными словами, если использование полого волновода позволяет добиться полной компенсации фазовой расстройки, то увеличение эффективности генерации гармоники тем больше, чем больше отношение длины поглощения к когерентной длине процесса в свободном газе.

4. Фазовая самомодуляция в полом волноводе с потерями

Исследуем процесс фазовой самомодуляции светового импульса в наполненном газом полом волноводе, используя следующее уравнение для медленно меняющейся огибающей импульса (см. [9, 10, 20]):

$$\frac{dA^n}{dz} + \frac{\alpha^n}{2}A^n = i\gamma^n A^n |A^n|^2, \tag{7}$$

где нелинейный коэффициент γ^n может быть выражен через нелинейно-оптическую кубическую восприимчивость с соответствующими частотными аргументами [10].

Решая уравнение (7), получаем выражения для амплитуды и фазы импульса:

$$A^n(\eta^n, z) = A_0^n(\eta^n)\exp[i\varphi(\eta^n, z) - \alpha^n z/2], \tag{8}$$

$$\varphi(\eta^n, z) = \frac{\gamma^n}{\alpha^n}|A_0^n(\eta^n)|^2 (1 - \exp[-\alpha^n z]). \tag{9}$$

Выражения (8) и (9) наглядно иллюстрируют физическую картину явления фазовой самомодуляции в наполненном газом полом волноводе и позволяют учесть влияние потерь волноводных мод при фазовой самомодуляции.

Введем параметр β, который характеризует фазовую самомодуляцию (чирп) светового импульса:

$$\beta = \frac{\partial^2 \varphi(\eta^n, z)}{(\partial \eta^n)^2}. \tag{10}$$

Подставив выражение (9) в (10), получим

$$\beta(\eta^n, z) = \frac{\gamma^n}{\alpha^n}\frac{\partial^2 |A_0^n(\eta^n)|^2}{(\partial\eta^n)^2}(1 - \exp[-\alpha^n z]). \tag{11}$$

Как следует из выражений (8), (9), (11), увеличение параметра чирпа β ограничено некоторой величиной, определяемой коэффициентом затухания α^n. Амплитуда чирпированного импульса при этом монотонно уменьшается с увеличением z (рис. 3).

Оценим амплитуду светового импульса, прошедшего через полый волновод, после компенсации его

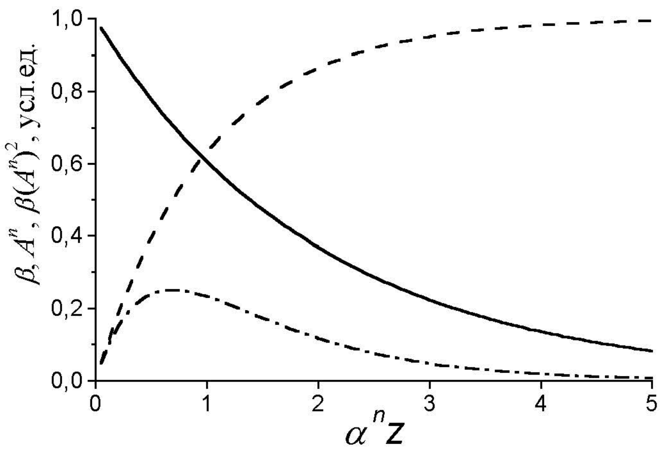

Рис. 3. Зависимость параметра чирпа β (штриховая линия), амплитуды импульса A^n (сплошная) и величины $\beta(A^n)^2$ (штрих-пунктирная) от нормированной координаты $\alpha^n z$ для светового импульса, распространяющегося в полом волноводе с потерями

чирпа. Предполагая, что явление самомодуляции приводит к значительному уширению импульса,

$$\beta \gg \tau^{-2},$$

можем считать, что отношение мощности импульса после компенсации его чирпа к исходной мощности пропорционально β. Тогда мощность импульса после компенсации чирпа пропорциональна произведению параметра чирпа и квадрата амплитуды импульса:

$$P_c \sim \beta (A^n)^2. \qquad (12)$$

Как видно из рис. 3, существует некоторая зависящая от внутреннего радиуса волновода длина волокна L_{opt} (см. выражения (8), (9), (11)), при которой световой импульс, прошедший через волокно и компенсатор чирпа, будет иметь максимальную для данных условий мощность.

Полученные соотношения позволяют также оценить зависимость максимальной мощности сжатого импульса $P_{\max}$ от внутреннего радиуса волновода оптимальной длины L_{opt}. При заданной интенсивности импульса из выражений (8), (9), (11) и (12), получим

$$P_{\max} \sim a^5.$$

В случае заданной мощности интенсивность в полом волноводе пропорциональна a^{-2}. Следовательно, $A_0^n \sim a^{-1}$. Используя данное соотношение и выражения (8), (9), (11) и (12), получим

$$P_{\max} \sim a.$$

Таким образом, увеличение внутреннего диаметра полого волновода позволяет увеличивать амплитуду сжатого импульса как в случае заданной интенсивности, так и при заданной мощности импульса на входе волокна. Ограничения эффективности сжатия импульсов в данных условиях могут быть обусловлены в первую очередь возбуждением высших мод полого волновода.

Заключение

Таким образом, ряд важных закономерностей, характерных для нелинейно-оптических взаимодействий в наполненных газом полых волноводах, удается описать с помощью простых и физически наглядных соотношений. В частности, подобные соотношения позволяют оценить давления газа, обеспечивающие выполнение условий фазового синхронизма при генерации третьей гармоники в полом волноводе с потерями, а также выбрать оптимальные размеры волновода для достижения максимального спектрального уширения импульса за счет фазовой самомодуляции в схемах компрессии световых импульсов. Выполненный анализ показывает, что максимальное увеличение эффективности генерации гармоник за счет фазового согласования в полом волноводе определяется дисперсией и поглощением газа. В условиях, когда использование полого волновода позволяет добиться полной компенсации фазовой расстройки при генерации гармоник, увеличение эффективности генерации гармоники возрастает с ростом отношения длины поглощения к когерентной длине процесса в свободном газе. Вследствие этого обстоятельства полые волноводы могут обеспечить существенный выигрыш в эффективности преобразования частоты для газов со значительной дисперсией, но не имеют ощутимого преимущества в случае газов с сильным поглощением.

Приведенные в данной работе соотношения представляются полезными для качественной оценки оптимальных параметров волноводов, используемых для нелинейно-оптического преобразования частоты и компрессии импульсов, а также для понимания основных физических факторов, определяющих эффективность нелинейно-оптических процессов в наполненных газом полых волноводах. Для более строгого анализа нелинейно-оптических взаимодействий коротких световых импульсов в полых волноводах, как правило, необходимо численно решать волновые уравнения вне рамок приближения медленно меняющихся амплитуд.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (грант 00-15-99304), РФФИ (грант 00-02-17567), INTAS (грант 97-0369) и CRDF (грант RP2-2266).

Литература

1. *Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O.* // Appl. Phys. Lett. 1996. **68**. P. 2793.
2. *Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O.* et al. // Opt. Lett. 1997. **22**. P. 522.
3. *Spielmann Ch., Burnett N.H., Sartania S.* et al. // Science. 1997. **278**. P. 661.
4. *Villoresi P., Ceccherini P., Poletto L.* et al. // Phys. Rev. Lett. (in press).
5. *Corkum P.B.* // Phys. Rev. Lett. 1993. **71.** P. 1994.
6. *Lewenstein M., Balcou Ph., Ivanov M.Yu.* et al. // Phys. Rev. 1994. **A49**. P. 2117.
7. *Lompre L.A., L'Huillier A., Ferray M.* et al. // J. Opt. Soc. Am. 1990. **B7**. P. 754.
8. *Balcou Ph., L'Huillier A.* // Phys. Rev. 1993. **A47**. P. 1447.
9. *Koroteev N.I., Zheltikov A.M.* // Appl. Phys. 1998. **B67**. P. 53.
10. *Желтиков А.М., Коротеев Н.И., Наумов А.Н.* // ЖЭТФ. 1999. **113**. С. 1561.
11. *Durfee III C.G., Backus S., Murnane M.M., Kapteyn H.C.* // Opt. Lett. 1997. **22**. P. 1565.
12. *Rundquist A., Durfee III C.G., Chang Z.* et al. // Science. 1998. **5368**. P. 1412.
13. *Tamaki Y., Midorikawa K., Obara M.* // Appl. Phys. 1998. **B67**. P. 59.
14. *Constant E., Garzella D., Breger P.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. **82**. P. 1668.
15. *Durfee III C.G., Backus S., Kapteyn H.C., Murnane M.M.* // Opt. Lett. 1999. **24**. P. 697.
16. *Miles R.B., Laufer G., Bjorklund G.C.* // Appl. Phys. Lett. 1977. **30**. P. 417.

17. *Fedotov A.B., Giammanco F., Naumov A.N.* et al. // Laser Phys. 2001. **11** (in press).
18. *Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A.* // Bell Syst. Tech. J. 1964. **43**. P. 1783.
19. *Naumov A.N., Zheltikov A.M., Fedotov A.B.* et al. // J. Opt. Soc. Am. B (in press).
20. *Шен И.Р.* Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.

Поступила в редакцию
15.11.00

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.261

КРИСТАЛЛОСТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА Pd_3Lu_2

А. С. Илюшин, Н. А. Хатанова, Е. А. Рыкова, Е. В. Силонова

(*кафедра физики твердого тела*)

E-mail: asi@phys.msu.su

Методом рентгеноструктурного анализа показано, что в сплавах палладия с содержанием лютеция 44.5 и 45.7 ат.% после отжига при 500°C формируется интерметаллид Pd_3Lu_2 с моноклинной решеткой ($a = 7.78$ Å, $b = 8.90$ Å, $c = 12.21$ Å, $\beta = 117°$). Формированию Pd_3Lu_2 предшествует образование метастабильной фазы с гексагональной решеткой бертоллидного типа.

Установлено, что сплавы палладия с редкоземельными металлами, такими, как Sm, Gd, Ho, Dy, Yd и Er, имеют однотипные фазовые диаграммы равновесных состояний с изоморфными интерметаллидами [1]. На рис. 1 приведена одна из таких диаграмм для системы Pd–Er. Все подобные диаграммы состояний показывают, что в интервале концентраций 25÷50 ат.% редкоземельных металлов R образуются пять изоморфных интерметаллидов: Pd_3R, $Pd_{21}R_{10}$, Pd_3R_2, Pd_4R_3, PdR. Можно предположить, что система Pd–Lu будет

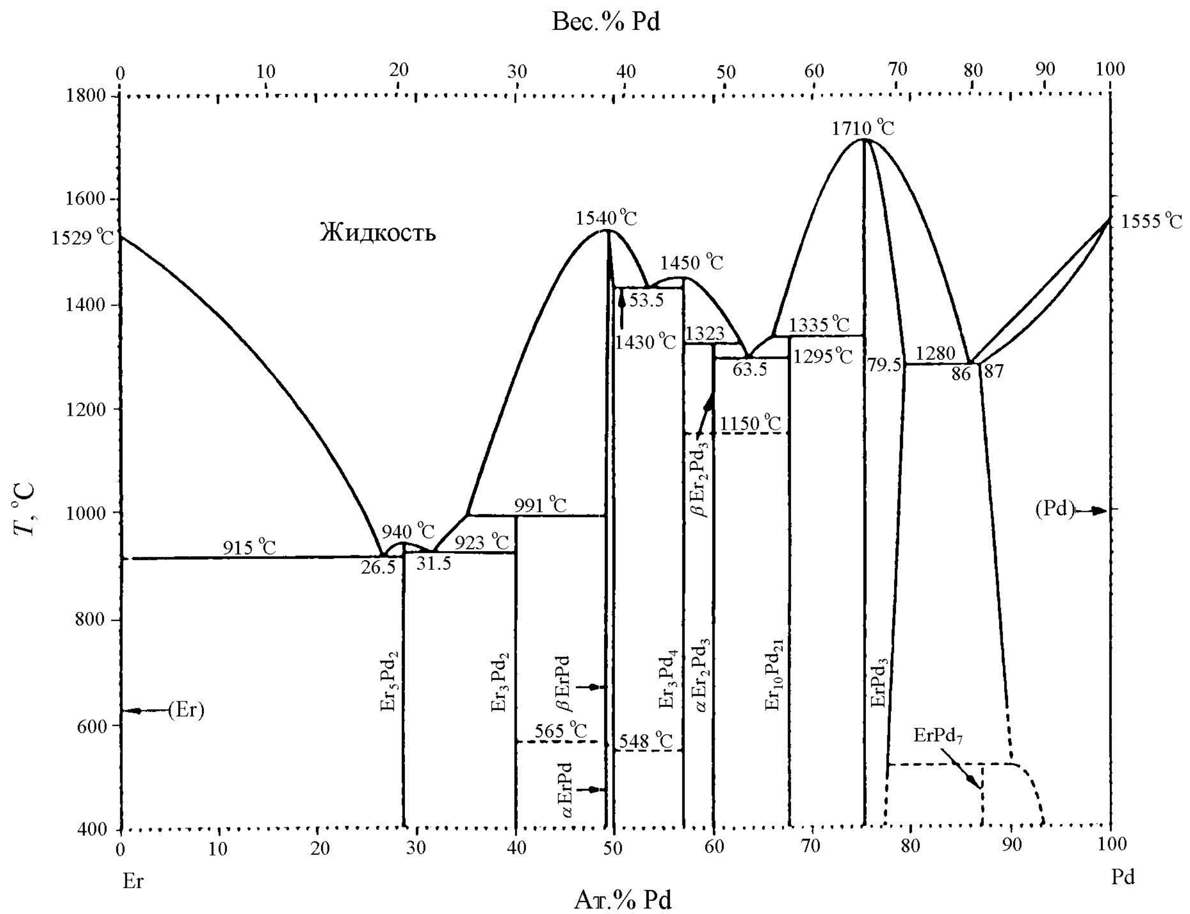

Рис. 1. Диаграмма равновесных состояний системы Er–Pd