Имея исходную переменную (4.18) можно без принципиальных затруднений (подобно, например, второй главе) найти остальные необходимые переменные, различные параметрические характеристики и расчётные величины и разработать на их основе инженерную методику расчёта. В частности, из условия $U_н(\bar{x})\big|_{\bar{x}=\theta} = S(0)\big|_{\psi=\psi_0}$, т.е. из условия

$$U_c(\theta) = \cos\theta - \varepsilon \qquad (4.20)$$

получаем формулу нулевой критичности состояний m-фазных схем класса $zE_sR\|C$

$$\frac{\cos\beta_{кр}\cos(\theta+\beta_{кр}) + n_{кр}(\cos\theta - \varepsilon)}{\cos\beta_{кр}\cos(\theta-\beta_{кр}) + n_{кр}(\cos\theta - \varepsilon)} = e^{-\theta\delta_{0.кр}} \; . \qquad (4.21)$$

Эта формула даёт с большим числом возможных вариаций трансцендентную связь между семью реальными параметрами схем – m, ω, S_a, z, E_s, R, C , которые при известном числе m мы представили всего лишь к трём приведённым параметрам – g_0, ε, $\mathcal{N}$ (или n). Следовательно, возможна графическая интерпретация. Континуум критических состояний конкретной (т.е. при известном m) схемы можно представить в виде пространственной поверхности, расположенной в первом секторе трёхмерного пространства с прямоугольной системой координат $g_н$ (или $\delta_н$), n (или $\mathcal{N}$) и ε .

Множество реально возможных состояний любой m-фазной схемы рассматриваемого класса принадлежит параллелепипеду состояний, ограниченному плоскостями $[g_н, n]$, $[g_н, \varepsilon]$, $[n, \varepsilon]$, проходящими каждая через два значения третьего параметра – соответственно через $[\varepsilon = 0;\ \varepsilon = 1]$, $[n = 0;\ \mathcal{N} = 0]$, $[g_н = 0;\ \delta_н = 0]$. Изменения определяющих параметров ограничены пределами: $g_н \subset [0, \infty]$ (что равнозначно $C = 0 \div \infty$); $n \subset [0, \infty]$, (что охватывает режимы от х.х до к.з.); $\varepsilon \subset [0, 1]$ (т.е. напряжение смещения, изменяясь от нуля, не превышает амплитуду фэдс).

Поверхность нулевой критичности $P_{кр} \subset [g_{н.кр}, n_{кр}, \varepsilon_{кр}]$, разделяет указанное множество состояний на два объёма состояний – типа $P \subset 3$ и

$P{\subset}K$. В последнем случае при $n=0$ имеется, кроме того, зона состояний $P{\subset}H$. Она ограничена осями $g_н$ и ε , включая начало координат, и линией $g_{н.кр} = ctg\theta - \varepsilon_{кр} \cos\theta = f(m, \varepsilon_{кр})$, пересекающей указанные оси в точках $g_{н.кр.о} = ctg\theta$ и $\varepsilon_{кр.о} = \cos\theta$. Совокупность возможных состояний $P{\subset}H$ не зависит от значений схемных параметров и определяется только числом m , т.е. выбранным типом схемы.

Примеры графической реализации нулевой критичности состояний приведены на рис. 4.2, 4.3 для трёхфазных лучевой и мостовой (Ларионова) схем. Как и ранее, использован для удобства встречно-линейный масштаб, когда бесконечные значения величин переходят в нули их инверсных аналогов. Оперативная оценка состояния схемы или её типа режима легко осуществляется согласно указаниям "компаса" аналогично представленному на рис.3.17.

Подчеркнём, что, если поверхности критичности рассматривать как параметрические, то в приведенном виде они отражают изменение состояний схем при изменении τ , C , E_s и при неизменных R , m , ω , S_a. Если нас интересует поведение схемы при изменении сопротивления полезной нагрузки, необходимо и достаточно заменить в согласии с (1.9) собственный обобщённый декремент цепи на взаимный обобщённый декремент $\delta_в = N\delta_н$.

Преобразованный параллелепипед состояний будет являться в этом случае нагрузочным, как и поверхность критичности и расчётные и другие параметрические характеристики, построенные в нём.

Для k-го коммутационного режима исходную переменную и формулу критичности k-го порядка получаем аналогичным изложенному выше образом [153], используя метод коммутационных эквивалентов и формулы (3.79)÷(3.82), являющиеся общими для любого вида нагрузки,

$$u_{c(k)}(\vartheta) = u_{cy(k)}(\vartheta) + u_{cп(k)}(\vartheta) = y_k^{-1}[-S_a^{(k)} \sin\beta_k \cos(\vartheta + k\theta + \psi_k + \beta_k) - \varepsilon^{(k)} + e_{a(k)} e^{-\delta_k \vartheta}], \quad (4.22)$$

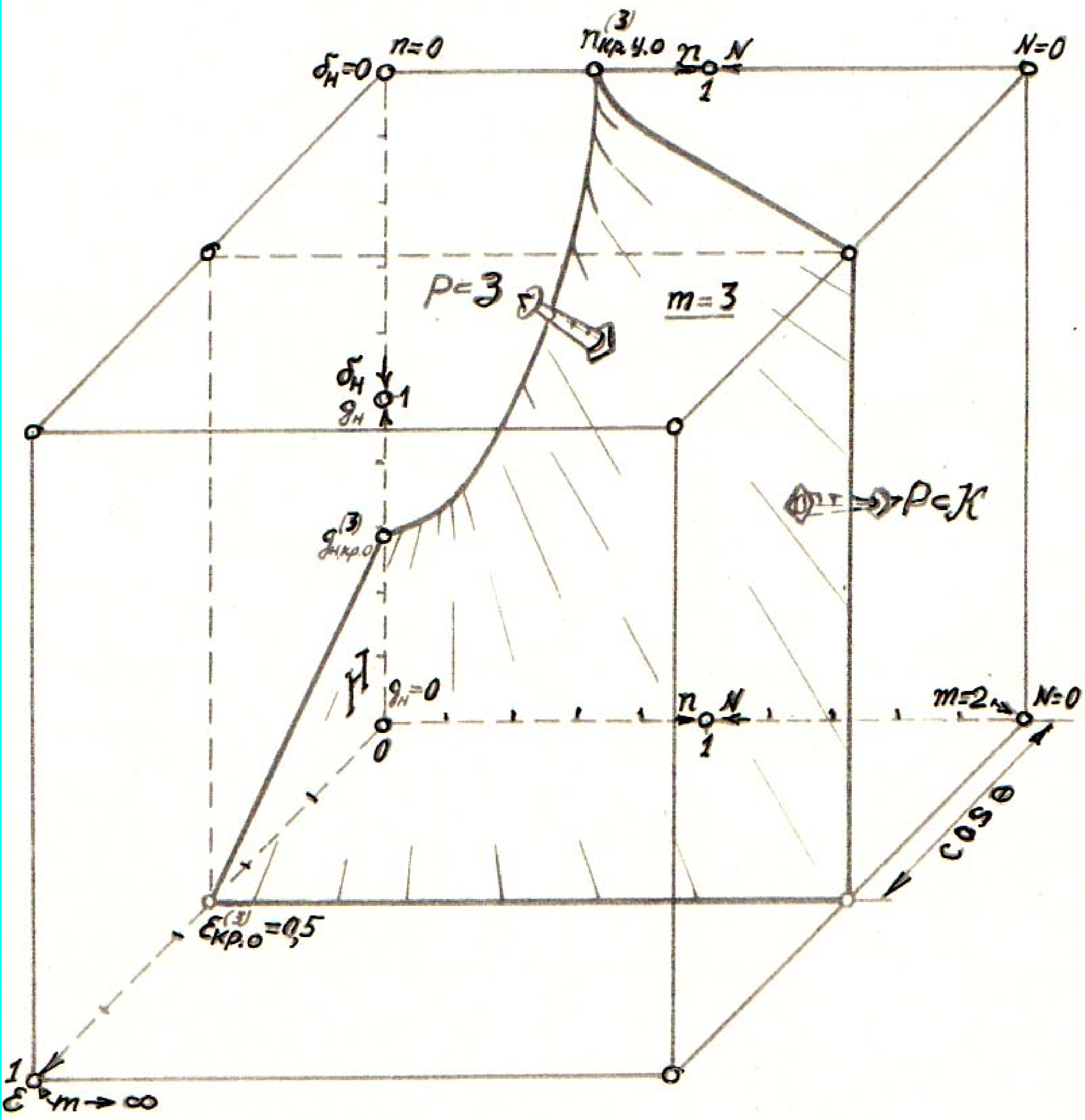

Рис.4.2. Паралеллепипед множества состояний, поверхность критичности и объёмы состояний вида $P\subset 3$ и $P\subset K$ трёхфазной схемы с нулевым выводом. (Класс $zE_SR\|C$)

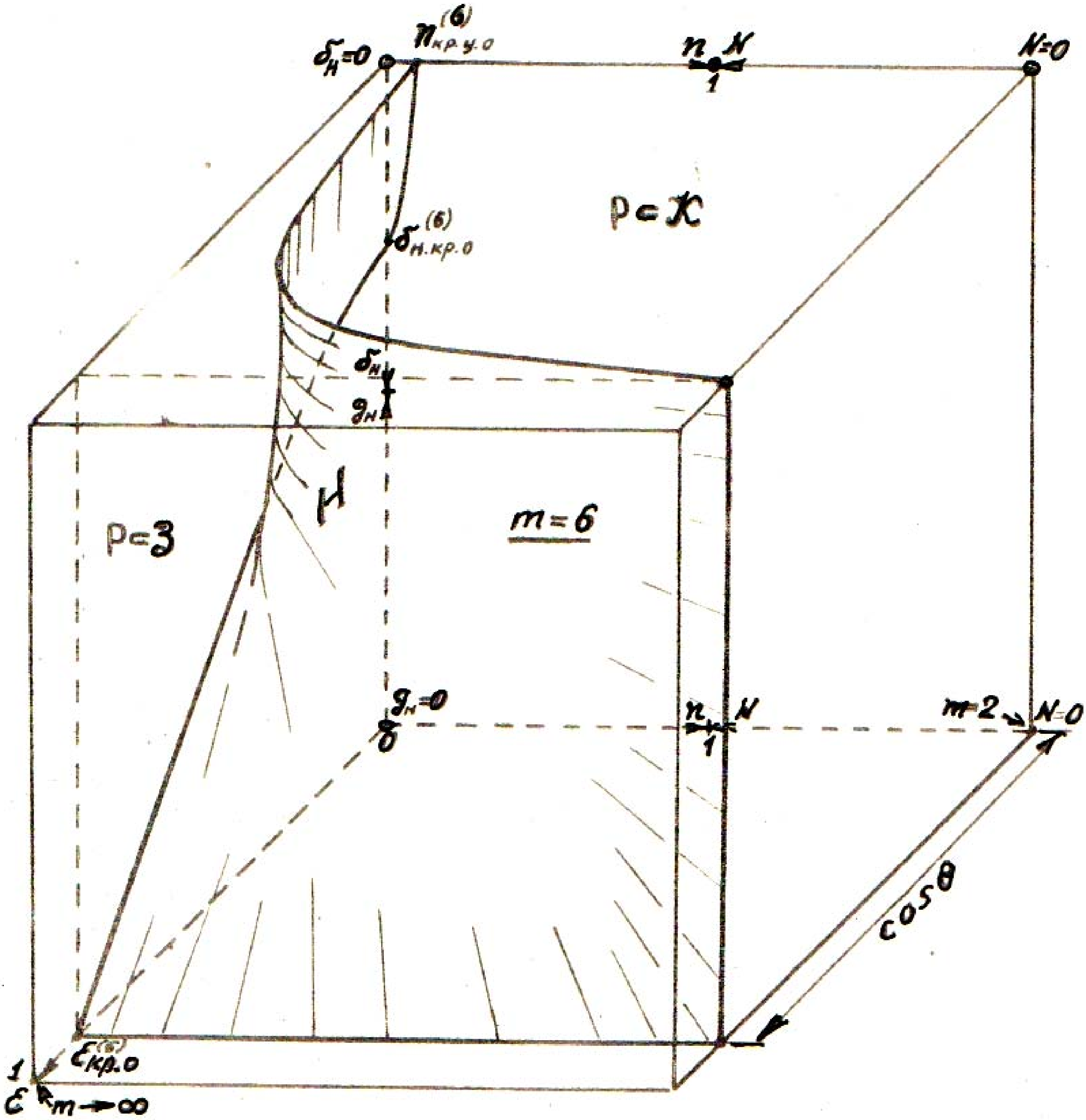

Рис.43. То же, что рис.42 – для трёхфазной (?) мостовой (?) (Ларионова) и ? шестифазной с нулевым выводом схем. ($\bar{z}\bar{E}_s R\|C$).

$$e^{-2\theta\delta_k} = \frac{y_k \cos k^+\theta - S_a^{(k)} \sin\beta_k \sin(\theta+\beta_k) - k\varepsilon}{y_k \cos k^+\theta + S_a^{(k)} \sin\beta_k \sin(\theta-\beta_k) - k\varepsilon}, \qquad (4.23)$$

где $e_{a(k)} = S_a^{(k)} \sin\beta_k \cos(k\theta+\psi_k+\beta_k) + y_k \sin\psi_k$; $S_a^{(k)} = \sin k^+\theta / \sin\theta$; $y_k = n_k + k^+$,

$\delta_k = tg\beta_k = y_k \delta_{в} = (1+k^+\chi_k)\delta_{н}$ – собственный обобщённый декремент контура коммутационного эквивалента в k-м подинтервале.

Условие $k=0$ даёт (4.18), (4.21).

Подчеркнём принципиально важное обстоятельство: в любом случае (кроме $C=0$) и в отличие от существующего представления длительность открытого состояния вентиля всегда больше длительности заряда конденсатора фильтра, который как накопитель энергии и как пассивный источник электропитания переходит за время λ от состояния отдачи энергии в полезную нагрузку к состоянию накопления энергии от активного источника (и обратно) $(2k+1)$ раз.

Полученный при конечном значении ёмкости фильтра результат(4.22), (4.23) пригоден для любой m-фазной схемы и любого её режима работы ($P<3$ и $P<K_k$) от х.х до к.з. Вместе с тем, как видно из рис.3.17, изменение ёмкости от 0 до ∞ практически не влияет на коммутационные состояния схемы. Поэтому проще и удобнее пользоваться результатами, полученными в предыдущей главе при активной нагрузке .

2. Расположение результатов некоторых современных теорий на параллелепипеде множества состояний

На примере рис. 4.2, 4.3 можно наглядно проследить современное состояние некоторых теорий выпрямления и увидеть те немногие части параллелепипеда состояний, где результаты этих теорий соответствуют принятым в них исходным предпосылкам.

Точка $[g_н=0, n=0, \varepsilon=0]$, принадлежащая началу координат, охватывает все состояния всех схем без потерь, работающих на чисто активную нагрузку. Эти состояния в силу их тривиальности исследованы ещё на заре становления общей теории вентильных преобразователей.

Состояния схем без потерь класса $R//C$ расположены на оси $g_н$. Часть этих состояний, относящихся к $P<3$ и соответствующих участку $[g_{н.кр.о} \div \infty]$, исследованы, например, в [47]. Состояния при $g_н = \omega RC < g_{н.кр.о} = ctg\theta$ не исследованы.

Состояния схем с активными потерями при допущении бесконечности значения ёмкости, т.е. схем класса $zR//C_\infty$, исследованы при $P<3$ в работах проф., дтн Б.А.Асеева, Б.П.Терентьева, Г.С.Цыкина и др. Результаты этой широко известной теории при $m>2$ соответствуют некоторой части верхней дальней грани параллелепипеда, когда значения $n < n_{кр.у.о}$. Значения

$$n_{кр.у.о} = \theta^{-1} tg\theta - 1 , \qquad (4.24)$$

получаемые из (3.109′) при $k=0$, и значит, отрезок грани $0 \div n_{кр.у.о}$, соответствующий принципиальной (при исходных предпосылках) справедливости результатов указанной теории, резко сокращаются с ростом m. Например, при $m=6$ от всех значений $n = 0 \div \infty$ остаётся участок, равный $n = 0 \div 0,1$, что в переводе на известный [46] аргументный коэффициент составляет $A_o = 0 \div 0,016$. При $m=12$ - $n = 0 \div 0,02$, ($A_o = 0 \div 0,0016$). Результаты при $n > n_{кр.у.о}$ не опубликованы в настоящее время. Частично они приводились в [153] и выше.

Если в предыдущем случае положить величину ёмкости конечной (класс $zR//C$), то состояние схем расположатся на дальней плоскости. При $m=1,2$ на ней расположены состояния $P<3$. Результаты для этого случая получены в [51÷56,27]. Для части указанной плоскости, ограниченной слева левой и верхней гранями, а справа - кривой (4.21) (при $\varepsilon = 0$), некоторые результаты при $m \geq 3$ получены ктн А.М.Утевским [45]. Они требуют уточнения и развития. Для остальной части этой плоскости (для коммутационных состояний), составляющей при $m \geq 6$ практически 100% состояний, результатов нет.

По нижней дальней грани расположены состояния схем с активными потерями и активной нагрузкой (класс zR). Для первого коммутационного режима результаты получены в [15]. Они ограничены значением $n_{кр.о}$ критического сопротивления, получаемого из (3.68′) при $k=1$, и при $n>n_{кр.о}$ теряют смысл. Класс zRE_s при $k=1$ исследован в [69]. Для любых коммутационных состояний, любых схем класса zRE_s результаты получены в предыдущей главе. Они соответствуют всей нижней плоскости параллелепипеда состояний.

В итоге мы обнаруживаем, что из всего объема реальных состояний m-фазных схем класса $zE_sR//C$ к настоящему времени исследованы лишь относящиеся к точкам, граням, части дальней и всей нижней плоскостей параллелепипеда. Следовательно, известные результаты охватывают лишь незначительную часть всех реальных состояний многофазных схем источников низких и инфранизких напряжений. Такие схемы в силу малых N и влияния нижнего участка характеристики вентиля работают при нормальных эксплуатационных условиях в коммутационных режимах, относящихся к неисследованной области состояний.

Задача состоит в том, чтобы устранить этот существующий пробел. Однако, получение необходимых результатов не содержит теперь принципиальных трудностей и может быть осуществлено на основе (4.22) и (4.23) по аналогии с третьей главой. Вместе с тем, это требует профессиональных навыков, большого труда и значительного времени при условии доведения результатов до инженерной методики расчёта. Заметим, однако, о незначительности расхождения результатов, приведенных на рис. 3.17 для предельных значений ёмкости – 0 и ∞ .

3. Класс $\ell zR//C_\infty$.

Современная теория и практика не предполагает, как и в предыдущем случае, о существовании коммутационных состояний этого класса.

Поэтому найдём условия критичности, покажем важность учёта явления коммутации и приведём ряд других интересных результатов.

Воспользовавшись (1.18) при решении эквивалентного операторного уравнения, отражающего состояние $Pc3$ схем указанного класса, довольно просто получаем выражение для тока общей нагрузки (вентиля и фазы), существующего в интервале проводимости вентиля и являющегося в силу риджитности исходной переменной,

$$i_{H(z)}(\vartheta)=i_{B(z)}(\vartheta)=i_{\varphi(z)}(\vartheta)=i_{(z)}(\vartheta)_0=i_{y(z)}(\vartheta)_0+i_{n(z)}(\vartheta)_0 , \qquad (4.25)$$

где при $\mathcal{E}\subset S$; $HK\subset\Psi$, $\Psi\subset S=0$, $S'>0$:

$$i_{y(z)}(\vartheta)_0=\cos\varphi_B\sin(\vartheta+\psi-\varphi_B)-\sin\psi ;\ i_{n(z)}(\vartheta)_0=\sin\varphi_B\cos(\psi-\varphi_B)e^{-\delta_B\vartheta} , \qquad (4.26)$$

$\delta_B=g_B^{-1}=ctg\varphi_B=z/\omega l$ – собственный обобщенный декремент внутренней ветви.

Остальные переменные, как и расчётные и другие параметрические характеристики, находятся уже без принципиальных трудностей. Например, среднее значение тока полезной нагрузки равно

$$I_{(z)}=\theta^{-1}[\sin\lambda\sin(\psi+\lambda)-\lambda\sin\psi] , \qquad (4.27)$$

что совпадает с известными выражениями, приведенными соответственно в [17, 46] (в обозначениях авторов)

$$I_0=-\frac{mE_0}{2\pi z}\left[P\cos(\omega t-\varphi)+\omega t+\frac{Me^{-(\omega t-\frac{\pi}{2}+\psi)ctg\varphi}}{ctg\varphi}\right]_{\frac{\pi}{2}-\psi}^{\beta} ,$$

$$I_0=-\frac{\rho U_0}{2\pi z}\Big\{P[\cos(\beta-\varphi)-\sin(\theta+\varphi)]+(\beta-\frac{\pi}{2}+\theta)+$$

$$+M\frac{1}{ctg\varphi}\left(e^{-(\beta-\frac{\pi}{2}+\theta)ctg\varphi}-1\right)\Big\} ,$$

$$P=\frac{\cos\varphi}{\cos\theta} ;\quad M=P\sin(\varphi-\frac{\pi}{2}+\theta)+1 .$$

Имея в виду равенство $I_{(z)} = n \sin\psi$, из (4.27) получаем выражение, связывающее углы ψ и λ через n и m,

$$n = \theta^{-1}\left[\frac{\sin\lambda}{\sin\psi}\sin(\psi+\lambda) - \lambda\right], \qquad (4.28)$$

которое, в частности, при $\omega\ell = 0$ (т.е. $\psi = \frac{\pi}{2} - \lambda$) непосредственно даёт известную формулу для аргументного коэффициента A [11].

Воздействуя общими условиями критичности (4.13) на (4.28) и (4.14) на (4.25), получаем в явном виде функциональную связь между двумя (вместо пяти реальных величин m, ω, ℓ, z, R) приведенными параметрами, которая отражает нулевую критичность m-фазных схем класса $\ell z R \| C_\infty$

$$n^{+}_{кр,0} = k_c A_{кр} = f(m, g_{в.кр}), \qquad (4.29)$$

где

$$A_{кр} = \frac{1}{\cos\varphi_в}\,\frac{\sin\theta + \cos\varphi_в \sin(\theta - \varphi_в) + \sin\varphi_в \cos(\theta+\varphi_в)\, e^{-2\theta \operatorname{Ctg}\varphi_в}}{\sin(\theta+\varphi_в) + \sin\varphi_в\, e^{-2\theta \operatorname{Ctg}\varphi_в}}, \qquad (4.30)$$

$k_c = \sin\theta/\theta$ – коэффициент средних значений.

В графической интерпретации формула (4.29) даёт линии критичности (рис. 4.4), которые делят в плоской прямоугольной системе координат $g_{в.кр}$ ($n_{кр}$) все возможные состояния на две зоны – $P \subset З$ и $P \subset K$.
В частном случае, когда внутреннее индуктивное сопротивление не учитывается ($\varphi_в = 0$), из (4.29) легко получаем (4.24), которому на графиках рис. 4.4 принадлежат точки на оси n . Следуя указаниям "компаса", просто осуществляется на практике оперативная оценка вида режима схем класса $\ell z R \| C_\infty$.

Как и ожидалось, при учёте внутренних индуктивностей критичность состояний наступает ещё раньше (т.е. при бо́льших сопротивлениях полезной нагрузки), чем это имеет место в случаях, когда эта индуктивность не учитывается. Причём влияние её довольно значительное. Так, например, для 3-х фазной лучевой схемы при $g_в$ = 0,4 (т.е. угол $\varphi_в$ составляет всего лишь около 22^0) значение $n_{кр}$ уменьшается более, чем