

6.1 Idealer Operationsverstärker

6.1.1 Invertierende Schaltung

Berechnung der äquivalenten Eingangsrauschspannung u_{Ni} (Abb. 6.1).

Die Rauschspannung u_{NR_i} liegt schon an der Stelle u_{Si} . Der Rauschstrom i_{NOP} kann mit R_i direkt nach u_{Si} verrechnet werden. Die OP Rauschspannung u_{NOP} kann nach u_{NR_i} und u_{NR_r} verschoben werden. Es stellt sich somit nur noch die Frage, wie u_{NR_r} verrechnet wird. Die Abbildungen 6.2, 6.3, 6.4 zeigen zwei Möglichkeiten:

Verschiebt man die Rauschquelle u_{NR_r} zum Ausgang (Abb. 6.2), so kann diese mit der umgekehrten Verstärkung zum Eingang gerechnet werden. Die andere Quelle u_{NR_r} direkt am Ausgang des idealen OP's wird ausgeregelt und kann somit entfallen.

Man kann aber auch die Quelle u_{NR_r} mit R_r in zwei Stromquellen in Serie umwandeln und die Mitte der beiden Stromquellen auf Null legen (Abb. 6.3 und 6.4). Die Stromquelle am Ausgang ist lediglich eine Belastung der inneren Spannungsquelle des OP's und kann somit vernachlässigt werden. Die Stromquelle am Minuseingang wird wie i_{NOP} mit R_i direkt nach u_{Si} verrechnet.

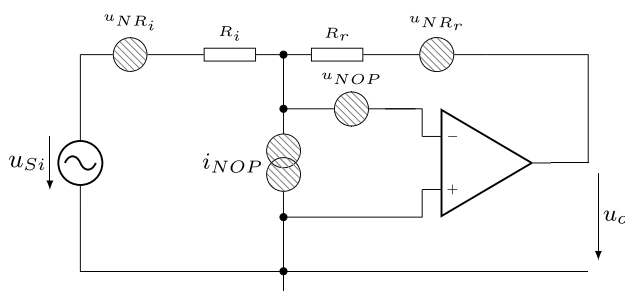


Abb. 6.1 Invertierender Verstärker

Abb. 6.2 Verrechnung der Rauschquelle u_{NR_r} zum Ausgang hin

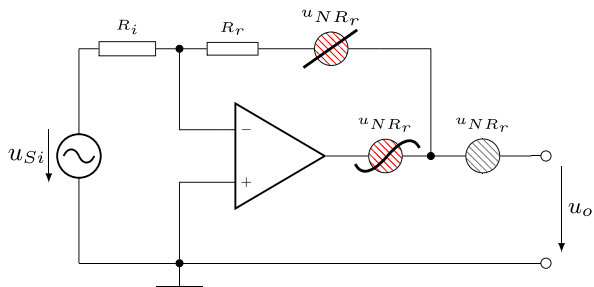


Abb. 6.3 Verrechnung der Rauschquelle u_{NR_r} -1-

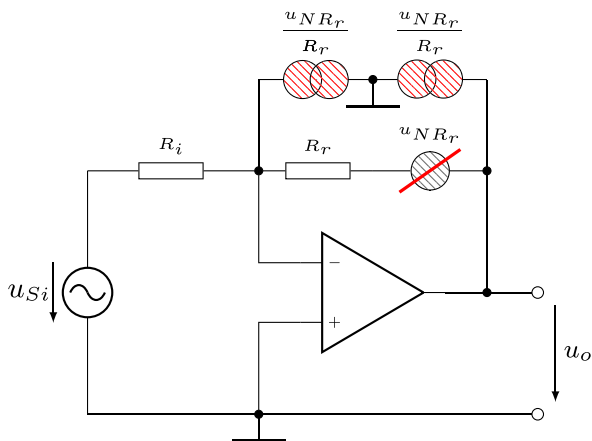
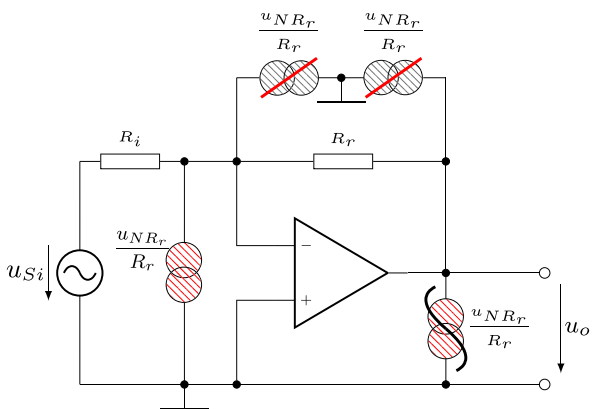


Abb. 6.4 Verrechnung der Rauschquelle u_{NR_r} -2-

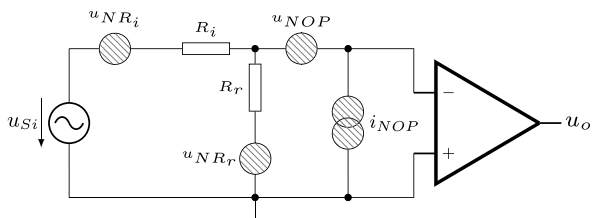


Mit der Kenntnis der Verrechnung von u_{NR_r} kann jetzt auch u_{NOP} durch Verschiebung nach u_{Si} verrechnet werden.

$$u_{Ni}^2 = u_{Ni}^2 + u_{NR_r}^2 \left(\frac{R_i}{R_r} \right)^2 + u_{NOP}^2 \left(1 + \frac{R_i}{R_r} \right)^2 + i_{NOP}^2 \cdot R_i^2$$

Abb. 6.5

Rauschersatzschaltung



Der Widerstand R_f wird beim Rauschen so behandelt, wie wenn er am Ausgang des Operationsverstärkers auf Null liegen würde. Das gilt allerdings nur, wenn der Ausgang des Operationsverstärkers auch der Ausgang der Schaltung ist!

Man erkennt, dass bei einer Verstärkung $(R_f/R_i) > 1$ das Rauschen des Widerstandes R_f keine Rolle spielt. Ebenso kann die Erhöhung des Rauschens von u_{NOP} durch R_f vernachlässigt werden. Abbildung 6.5 zeigt die entsprechende Rauschersatzschaltung.

Beachte: Bei der Berechnung der äquivalenten Eingangsrauschspannungsquelle u_{Ni} muss immer der Ausgang der Schaltung mit eingezeichnet werden hier u_o .

Der Widerstand R_f kann direkt beim Rauschen auf Null gelegt werden. Beim Signal müsste man den Widerstand R_f mit dem Millereffekt gegen Null transformieren. Macht man die Millertransformation auch beim Rauschen, so muss zuerst die Rauschspannung vorher berechnet werden. Danach werden R_f und u_{NR_r} in gleicher Weise transformiert. Die Millertransformation erfolgt auf der Grundlage gleicher Ströme. Der Rauschstrom i_{NR_r} wird nicht transformiert. Abbildungen 6.6 und 6.7 zeigen die Millertransformation beim Rauschen.

$$u_{Ni} = u_{NR_r} \frac{1}{1 + A_0} \cdot \frac{R_i}{\frac{R_f}{1 + A_0}} = u_{NR_r} \frac{R_i}{R_f}$$

oder:

$$= i_{NR_r} \cdot R_i = u_{NR_r} \frac{R_i}{R_f}$$

Gleiches gilt auch beim Bootstrap-Effekt, wie später gezeigt wird.

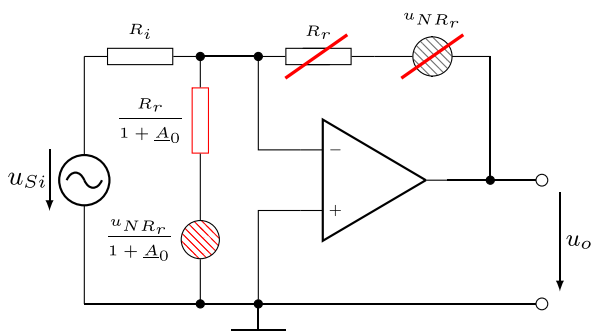
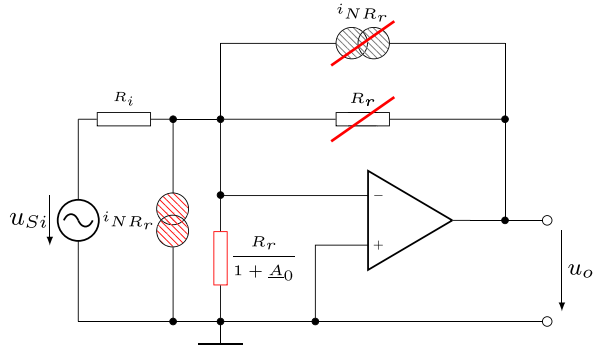
Abb. 6.6 Berechnung mit der Millertransformation -1-

Abb. 6.7 Berechnung mit der Millertransformation -2-



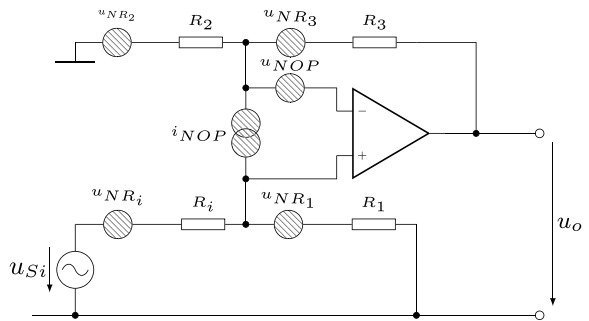
Fazit

- Der Ausgang des Operationsverstärkers, falls er auch der Ausgang der Schaltung ist, kann für die Rauschberechnung als Masse betrachtet werden.
- Das Rauschen am Ausgang des Verstärkers, z. B. hier das von R_r , spielt je größer die Verstärkung umso weniger eine Rolle.

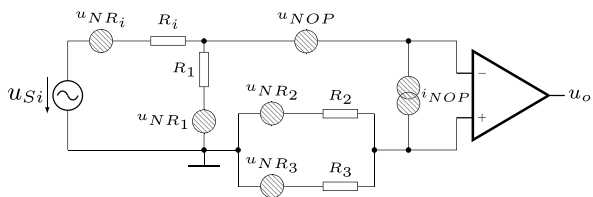
6.1.2 Nichtinvertierende Schaltung

Ausgang des Operationsverstärkers und Ausgang der Schaltung sind gleich (Abb. 6.8). Er kann beim Rauschen als Null angenommen werden. Die Rauschspannungen u_{NR_2} und

Abb. 6.8 Nichtinvertierender Verstärker mit Ersatzschaltbild



(a) Rauschquellen in Ausgangsschaltung



(b) Rauschquellen im Ersatzschaltbild

u_{NR_3} können jeweils in Ersatzspannungsquellen umgerechnet werden. Sie liegen dann in Serie zu u_{NOP} . Handelt es sich bei u_{NR_2} und u_{NR_3} nur um thermisches Rauschen, kann das Rauschen auch direkt aus $R_2 \parallel R_3$ berechnet werden. Durch Quellenverschiebung (siehe Abb. 5.5 und Abb. 5.6) ergibt sich:

$$u_{Ni}^2 = u_{NRi}^2 + u_{NR1}^2 \left(\frac{R_i}{R_1} \right)^2 + i_{NOP}^2 \left[R_i + R_2 \parallel R_3 \cdot \left(1 + \frac{R_i}{R_1} \right) \right]^2 + \left[u_{NOP}^2 + u_{NR2}^2 \left(\frac{R_3}{R_2 + R_3} \right)^2 + u_{NR3}^2 \left(\frac{R_2}{R_2 + R_3} \right)^2 \right] \cdot \left(1 + \frac{R_i}{R_1} \right)^2$$

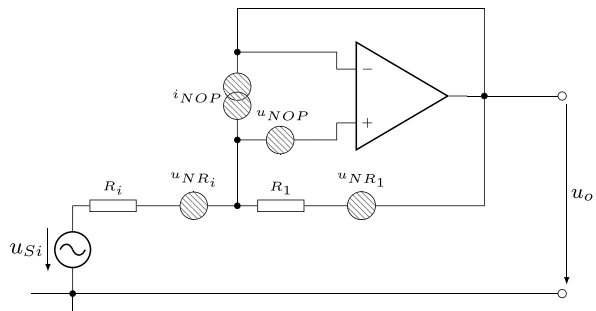
Zu Berechnung von i_{NOP} wurde die Rauschstromquelle in zwei Rauschstromquellen erweitert, der Mittelpunkt dann zur Masse geschaltet. Eine liegt folglich parallel zu R_1 , die andere zu $R_2 \parallel R_3$. Sie werden 100 % korreliert zu u_{Si} verrechnet.

6.1.3 Spannungsfolger

Um beim Signal den Widerstand R_1 gegen Null zu transformieren, benötigt man wieder das Millertheorem (Abb. 6.9). Da $\underline{A}$ in der Nähe von $+1$ liegt, handelt es sich hier um den Bootstrapeffekt. Der Ausgang des Operationsverstärkers ist gleichzeitig der Ausgang der Schaltung. Somit kann auch hier der Ausgang des Operationsverstärkers wie eine Null betrachtet werden. Die Rauschersatzschaltung entspricht der Ersatzschaltung des invertierenden Verstärkers (Abb. 6.5). Man erhält die gleiche Beziehung für die äquivalente Eingangsrauschspannung u_{Ni} , obwohl beide Schaltungen ganz verschieden sind. Betrachtet man das Signal, so stellt diese Schaltung einen Spannungsfolger (Impedanzwandler) dar, bei dem man mit R_1 die Bandbreite einstellen kann. Die Rückkopplung k_r beträgt:

$$k_r|_{\text{nur } u_o \text{ aktiv}} = \frac{R_i}{R_i + R_1} - 1 = \frac{\cancel{R_i} - \cancel{R_i} - R_1}{R_i + R_1} = -\frac{R_1}{R_i + R_1}$$

Abb. 6.9 Spannungsfolger



Damit erhält man eine Grenzfrequenz:

$$f_{3\text{ dB}} = f_T \cdot |k_r| = f_T \cdot \frac{R_1}{R_i + R_1}$$

Im Rauschen bedeutet das für diese Schaltung, dass mit kleiner werdender Grenzfrequenz ($R_1 < R_i$) das Rauschen ansteigt.

Es entsteht konsequenterweise der Eindruck, als würde das Rauschen unendlich werden, sollte der Widerstand R_1 unendlich klein werden. Formell gesehen wird das Rauschen u_{Ni} am Eingang tatsächlich größer werden, insbesondere durch den Term:

$$u_{NOP}^2 \left(1 + \frac{R_i}{R_1} \right)^2$$

da $u_{NR_1}^2$ mit kleiner werdendem R_1 auch kleiner wird. Was aber passiert mit dem Rauschen am Ausgang? Die Verstärkung bleibt unverändert auf 1. Was aber mit kleiner werdendem R_1 auch kleiner wird ist die Bandbreite $f_{3\text{ dB}}$ der Schaltung. Effektiv wird das Rauschen somit begrenzt.

$$u_{No}^2 = u_{Ni}^2 \cdot |\underline{A}|^2$$

Bezüglich der Rauschbandbreite ergibt sich:

$$u_{No}^2 \cdot u_{Ni}^2 \cdot A_0^2 \cdot f_N$$

wobei

$$f_N = f_{3\text{ dB}} \cdot \frac{\pi}{2}$$

A_0 = die ideale Verstärkung ohne Bandbegrenzung

Alle Rauschquellen werden zum Eingang der Schaltung verschoben. Denn an dieser Signal-Stelle kann eine Rauschoptimierung effizient durchgeführt werden. Die Rauschdichten müssen noch mit der Verstärkung und der Rauschbandbreite verrechnet werden, um das Rauschen am Ausgang zu erhalten. Erst wenn die Bandbreite mit berücksichtigt wird, z. B. nach dem Verstärker, kann dann absolut gesagt werden, wie groß das Rauschen ist, in derselben Einheit [V oder A] mit dem Ausgangssignal.

6.2 Rauschbetrachtungen bei realen Operationsverstärkern

Die Abbildung 6.11 zeigt die Möglichkeiten der Quellenverschiebung beim realen Operationsverstärker (Annahme $r_e \Rightarrow \infty$) (Abb. 6.10 und 6.11):

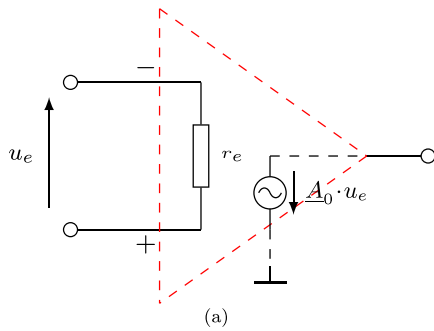
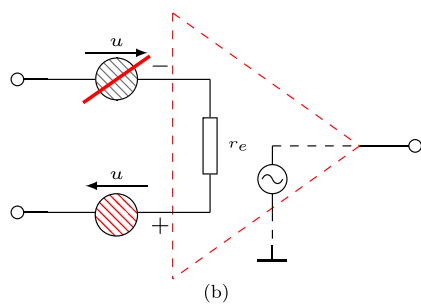
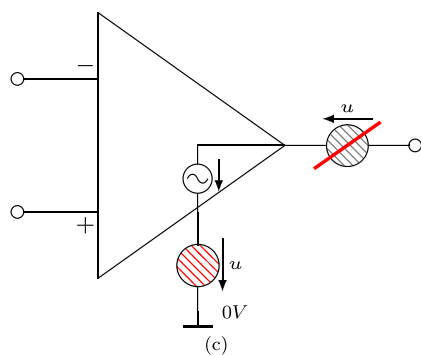


Abb. 6.10 Verschiebung und Verrechnungen beim OP

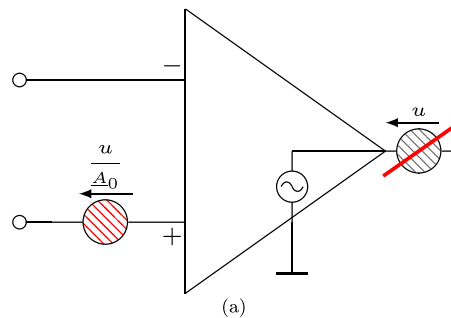
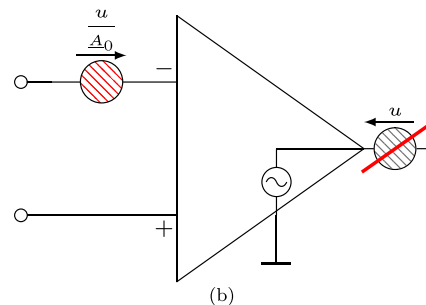


Abb. 6.11 Verschiebung und Verrechnungen beim OP

6.2.1 Verschiebung einer Rauschquelle am Ausgang des OP's

(a) Betrachtung mit idealem OP (siehe Abb. 6.12 und Abb. 6.13)

$$\frac{u}{\underline{A}_0} \Rightarrow 0 \quad \text{da } \underline{A}_0 \Rightarrow \infty$$

Alternative Erklärung: Eine Rauschspannung direkt am Ausgang des OP's spielt keine Rolle, da diese ausgeglet wird.

Abb. 6.12 Rauschquelle am Ausgang des OP

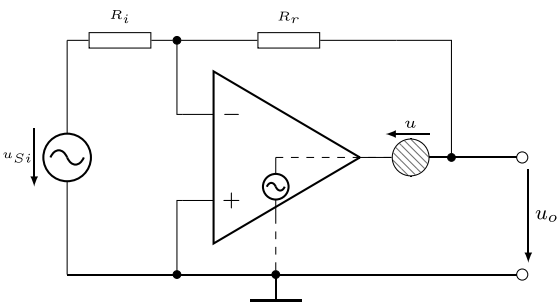


Abb. 6.13 Betrachtung mit idealem OP

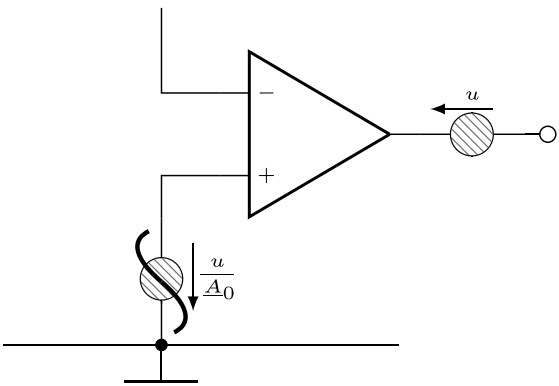
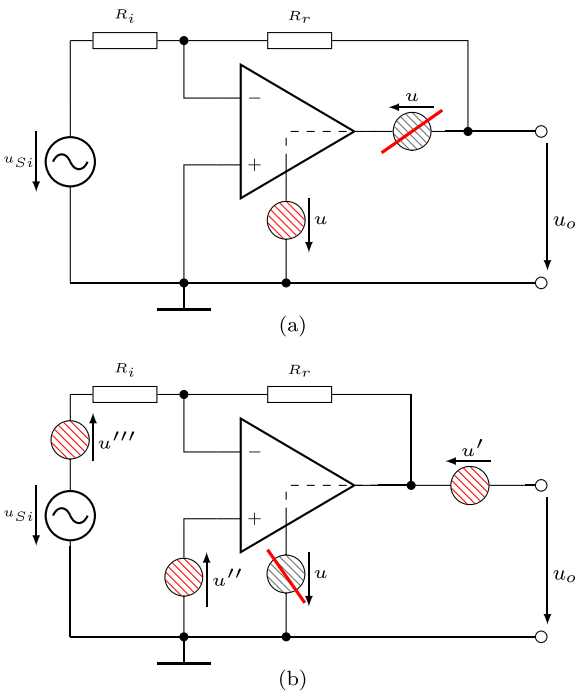


Abb. 6.14 Verschiebung der Rauschquelle



Verschiebung gegen Masse.

In Abb. 6.14 wird die Quelle u durch die Masse zu 3 verschiedenen Stellen verschoben.

$$u_o = u' + (-u''')\left(-\frac{R_r}{R_i}\right) + (-u'')\left(1 + \frac{R_r}{R_i}\right) = 0$$

(b) Betrachtung mit realem OP ($A_0 \neq \infty$)

Verrechnung zum $\oplus$ Eingang und dann mit $\underline{A}$ zum Ausgang (siehe Abb. 6.15):

$$u_{No} = \frac{u}{\underline{A}_0} \cdot |\underline{A}|$$

$$u_{No} = \frac{u(1 + j\frac{f}{f_1})}{A_{0DC}} \cdot \frac{R_i + R_r}{R_i} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{\underline{A}_{0DC} \cdot k_r}} \cdot \frac{1}{1 + j\frac{f}{f_{3\text{ dB}}}}$$

$$u_{No} = \frac{u}{A_{0DC}} \cdot \frac{R_i + R_r}{R_i} \cdot \frac{1 + j\frac{f}{f_1}}{1 + j\frac{f}{f_{3\text{ dB}}}}$$

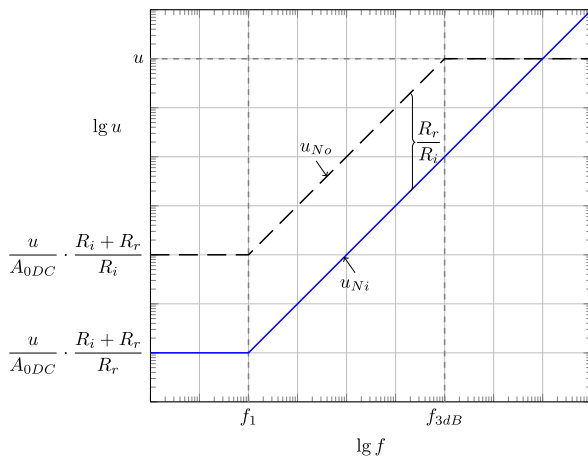
$$f_{3\text{ dB}} = f_T \cdot \frac{R_i}{R_i + R_r}$$

$$u_{Ni} = \frac{u_{No}}{|\underline{A}|}$$

$$u_{Ni} = \frac{u}{A_{0DC}} \cdot \frac{R_i + R_r}{\cancel{R_i}} \cdot \frac{1 + j\frac{f}{f_1}}{1 + j\frac{f}{f_{3\text{ dB}}}} \cdot \frac{\cancel{R_i}}{R_r} \left(1 + j\frac{f}{f_{3\text{ dB}}}\right)$$

$$u_{Ni} = \frac{u}{A_{0DC}} \cdot \frac{R_i + R_r}{R_r} \cdot \left(1 + j\frac{f}{f_1}\right)$$

Abb. 6.15 Frequenzverlauf der Spannungen u_{No} und u_{Ni}



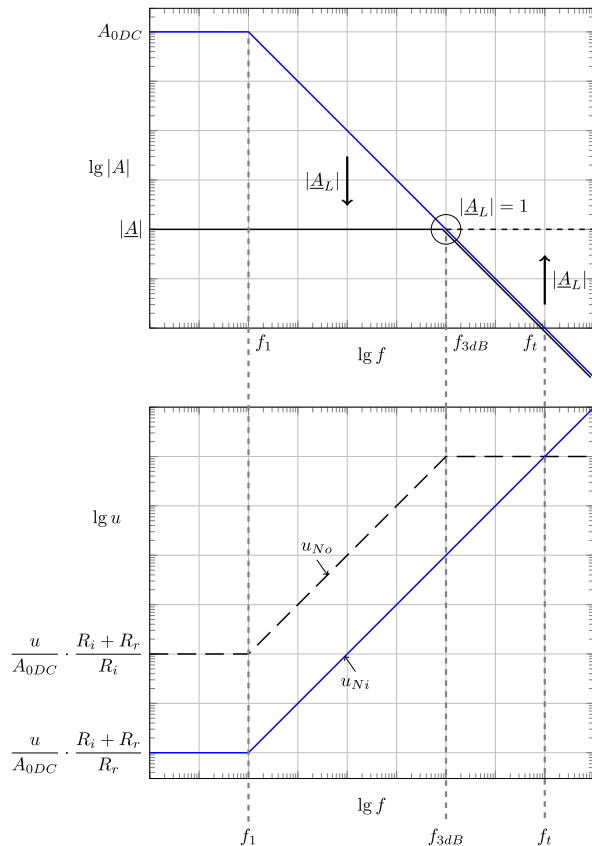
$$\frac{u_{No}(f \rightarrow \infty)}{\frac{u}{A_{0DC}} \cdot \frac{R_i + R_r}{R_i}} = \frac{f_{3\text{ dB}}}{f_1} = \underbrace{\frac{f_T}{f_1}}_{A_{0DC}} \cdot \frac{R_i}{R_i + R_r}$$

$$u_{No}(f \Rightarrow \infty) = u$$

Oberhalb der Grenzfrequenz $f_{3\text{ dB}}$ kann die OP-Schaltung die Rauschspannung u nicht mehr ausregeln. Der OP-Ausgang kann als Null betrachtet werden. Das heißt, die Rauschspannung u erscheint direkt am Ausgang der Schaltung.

Den Verlauf der Spannungen u_{No} und u_{Ni} in Abhängigkeit von der Frequenz lässt sich auch im Bode-Diagramm mit den Verstärkungen $\underline{A}_0$ und $\underline{A}$ erkennen (Abb. 6.16). Hier spielt die Schleifenverstärkung $\underline{A}_L = \underline{A}_0/|A|$ eine entscheidende Rolle. Bis zur Frequenz f_1 ist die Schleifenverstärkung konstant. Danach fällt die Schleifenverstärkung ab und erreicht bei $f_{3\text{ dB}}$ den Wert 1. Die Rauschspannung u kann ab $f_{3\text{ dB}}$ nicht mehr ausgeregelt

Abb. 6.16 Konstruktion von u_{No} und u_{Ni} durch die Schleifenverstärkung $|\underline{A}_L|$



werden, u_{No} hat den Wert u . Der Wert bei $f = 0$ Hz errechnet sich aus dem Verhältnis:

$$\frac{u_{No}(f = 0 \text{ Hz})}{u} = \frac{f_1}{f_{3 \text{ dB}}} = \frac{f_1}{f_T \cdot \frac{R_i}{R_i + R_r}} \quad \text{mit: } \frac{f_1}{f_T} = \frac{1}{A_{0DC}}$$

$$u_{No}(f = 0 \text{ Hz}) = u \frac{1}{A_{0DC}} \frac{R_i + R_r}{R_i}$$

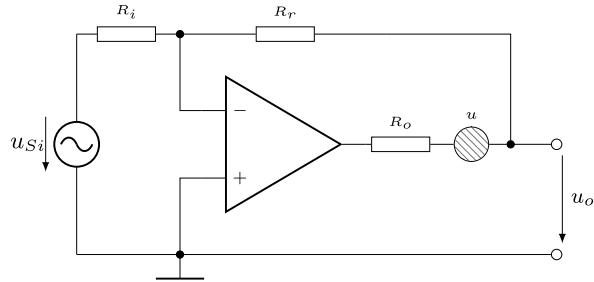
Bei der Frequenz f_T ist die Spannungsverstärkung $|A| = |\underline{A}_0| = 1$ und $u_{No} = u$. Bei f_T ist somit $u_{Ni} = u$. Oberhalb von $f_{3 \text{ dB}}$ ($u_{No} = u = \text{konstant}$) hat u_{Ni} einen umgekehrten Verlauf wie $|\underline{A}|$. Im Bode-Diagramm kann man $u_{Ni}(f = 0 \text{ Hz})$ leicht konstruieren.

6.2.2 Schaltung mit Ausgangswiderstand R_o

Der Widerstand R_o wird häufig zur Gewährleistung der Kurzschlussfestigkeit eingebaut (Abb. 6.17).

Abb. 6.17

Verstärkerschaltung mit Ausgangswiderstand R_o



Bei dieser Schaltung ist die Verstärkung ebenfalls $(-R_r/R_i)$. Die Grenzfrequenz verringert sich jedoch:

$$f_{3 \text{ dB}} = f_T \cdot \frac{R_i}{R_i + R_r + R_o}$$

Bei der Frequenz $f > f_{3 \text{ dB}}$ kann der Operationsverstärker die Rauschspannung u nicht mehr ausregeln. Sie bleibt konstant bei:

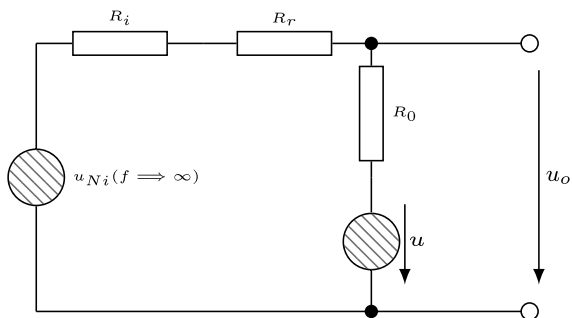
$$u_{No} = u \cdot \frac{R_i + R_r}{R_i + R_r + R_o}$$

Bei der Frequenz f gegen unendlich erhält man eine minimale Verstärkung:

$$A_{\min} = \frac{R_o}{R_i + R_r + R_o}$$

Der Ausgang des Operationsverstärkers wird wie eine Null betrachtet. Die Ausgangs-

Abb. 6.19 Bestimmung von $u_{Ni}(f \Rightarrow \infty)$



rechnet werden:

$$\begin{aligned}
 u_{Ni}(f \Rightarrow \infty) &= u \cdot \frac{R_i + R_r}{R_i + R_r + R_o} \cdot \frac{R_i + R_r + R_o}{R_o} \\
 &= u \cdot \frac{R_i + R_r}{R_o} \\
 \frac{f_o}{f_1} &= \frac{\cancel{u} \cdot \frac{R_i + R_r}{R_o}}{\cancel{u} \cdot \frac{R_i + R_r}{R_r}} \\
 f_o &= \underbrace{f_1 \cdot A_{0DC}}_{f_T} \cdot \frac{R_r}{R_o} = f_T \cdot \frac{R_r}{R_o}
 \end{aligned}$$

6.2.3 Schaltung mit verändertem Ausgang

Der Ausgang der Schaltung ist nicht gleich dem Ausgang des Operationsverstärkers. Der Ausgang des Operationsverstärkers kann jetzt nicht mehr mit Null ersetzt werden, wenn man die äquivalente Eingangsrauschspannung berechnet. Beispiel – Abb. 6.20:

Abb. 6.20 OP-Schaltung mit verändertem Ausgang

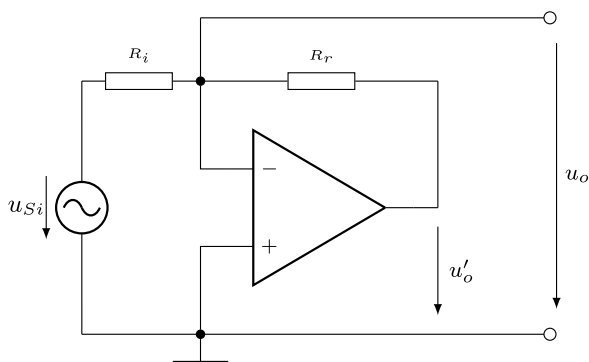
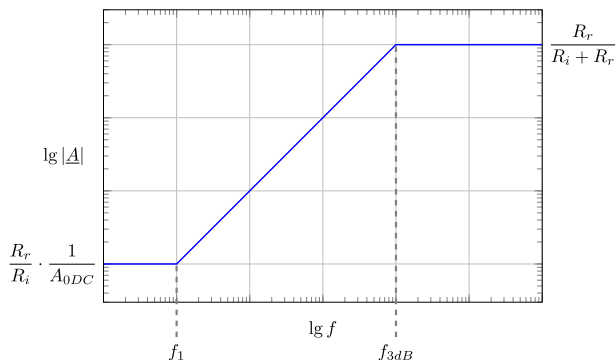


Abb. 6.21 Bode-Diagramm der Schaltung aus Abb. 6.20



$$u'_o = u_{Si} \cdot \left(-\frac{R_r}{R_i} \right) \cdot \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_3 \text{ dB}}}$$

$$f_3 \text{ dB} = f_T \cdot \frac{R_i}{R_i + R_r}$$

$$u_o = \frac{u'_o}{A_0} = -u_{Si} \cdot \frac{R_r}{R_i} \cdot \frac{1}{A_0DC} \cdot \frac{1 + j \frac{f}{f_1}}{1 + j \frac{f}{f_3 \text{ dB}}}$$

$$|A_x| = \left| \frac{u_o}{u_{Si}} \right| = \frac{R_r}{R_i} \cdot \frac{1}{A_0DC} \cdot \frac{1 + j \frac{f}{f_1}}{1 + j \frac{f}{f_3 \text{ dB}}}$$

Damit stellt $|A|$ ein Hochpass dar (Abb. 6.21).

Dieser Hochpass ist nicht belastbar. Es fehlt noch ein Impedanzwandler mit der Verstärkung (Abb. 6.22):

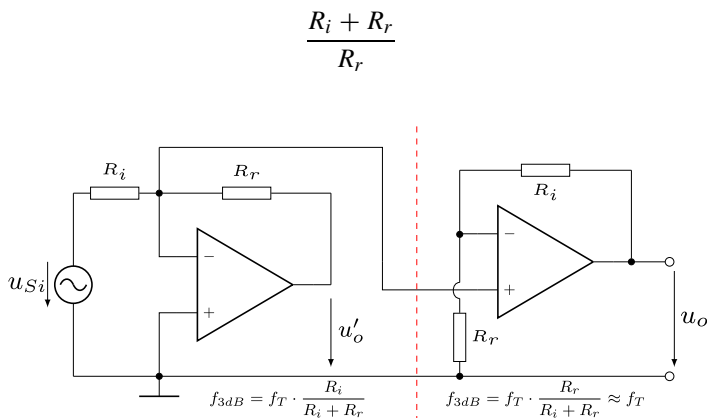


Abb. 6.22 Verbesserte Schaltung von Abb. 6.20: Hochpass-Filter ohne Kapazität

Annahme: $R_r \gg R_i$

Erhält man: $|\underline{A}| = 1$

Beachte: $u'_o = u_{Si} \frac{R_r}{R_i}$

Dieser Hochpass ist nur für kleine Spannungen u_{Si} geeignet.

Diesen Zusammenhang kann man auch direkt durch Überlegung gewinnen. Man beginnt mit der Frequenz $f \Rightarrow \infty$. Der Operationsverstärker spielt jetzt keine Rolle mehr. Der Ausgang kann mit Null ersetzt werden. Man erhält als Ausgangsspannung den Wert des Spannungsteilers:

$$u'_o = u_{Si} \cdot \frac{R_r}{R_i + R_r}$$

Bei der Bedingung $R_r > R_i$ ergibt das fast den Wert u_{Si} . Der Operationsverstärker kann bei kleiner werdender Frequenz ab $f = f_3$ dB (Schleifenverstärkung $A_L = 1$) immer besser ausregeln und damit den Ausgang der Schaltung ($\ominus$ Eingang des OP's) verkleinern. Ab $f = f_1$ bleibt die Spannung dann konstant. Durch die Proportionalität der 20 dB/Dekade Linie erhält man:

$$u'_o = u_{Si} \cdot \frac{1}{A_{0DC}} \cdot \frac{R_r}{R_i}$$

Bei der Rauschbetrachtung kann man nicht mehr davon ausgehen, dass der Ausgang des Operationsverstärkers auf Null betrachtet werden kann. Hier muss man für R_r beim Verschieben der Rauschspannung u_{NOP} eventuell den Millereffekt in Betracht ziehen (Abb. 6.23).

Die Rauschspannung u_{NR_i} liegt schon an der Stelle u_{Si} . Der Rauschstrom i_{NOP} kann mit $i_{NOP} \cdot R_i$ direkt dorthin verrechnet werden. Betrachten wir als nächstes die Verschiebung von u_{NR_r} (siehe Abb. 6.24).

Die Rauschquelle u_{NR_r}/R_r liegt direkt parallel zur internen Spannungsquelle des Operationsverstärkers und kann entfallen. Verschiebung der Rauschquelle u_{NOP} : (Abb. 6.25).

Abb. 6.23

Rauschersatzschaltbild mit allen Rauschquellen

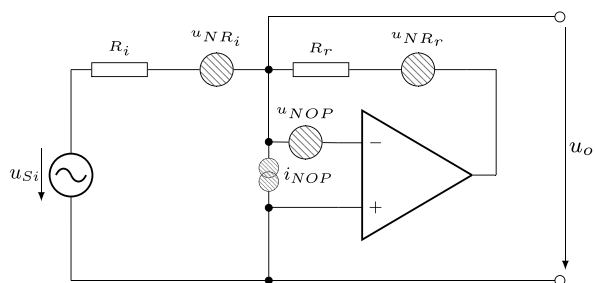
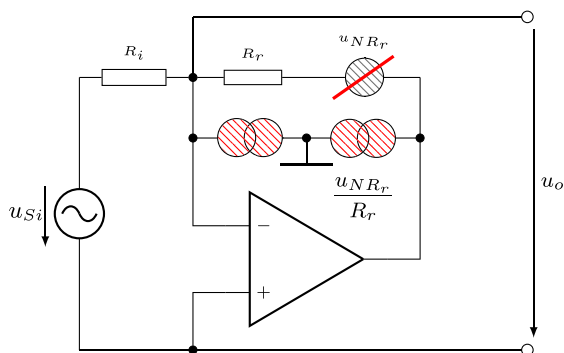
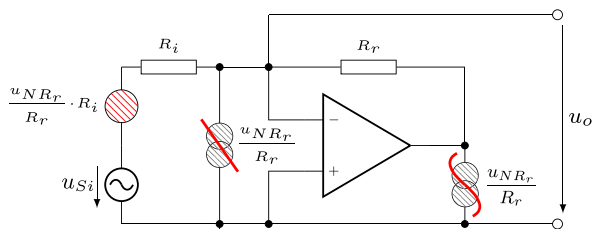


Abb. 6.24 Verschiebung der Rauschquelle u_{NR_r}

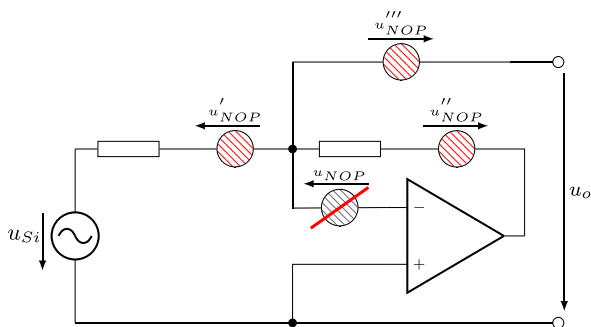


(a) Schritt 1



(b) Schritt 2

Abb. 6.25 Verschiebung der Rauschquelle u_{NOP}

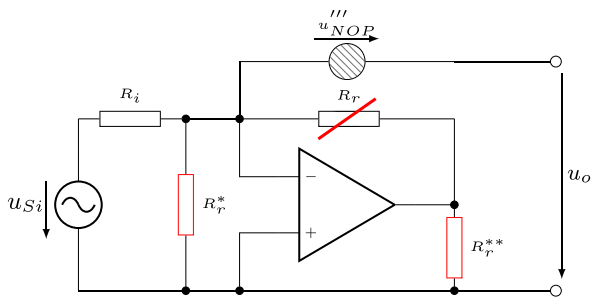


In Abb. 6.25 dient der Strich zur Unterscheidung der Quellen. Die Rauschquelle u_{NOP} wird nach oben verschoben. Man erhält die Rauschquelle u'_{NOP} . Sie liegt direkt bei u_{Si} . Die Rauschquelle u''_{NOP} wird wie die Rauschquelle u_{NR_r} an die Stelle u_{Si} verrechnet. Es verbleibt noch die Rauschquelle u'''_{NOP} (Abb. 6.26).

Millereffekt:

$$R_r^* = \frac{R_r}{1 - (-\underline{A}_0)} = \frac{R_r}{1 + \underline{A}_0}$$

$$R_r^{**} = \frac{R_r}{1 - (-\frac{1}{\underline{A}_0})}$$

Abb. 6.26 Verrechnung der Rauschspannung u_{NOP}''' 

Man kann den Widerstand R_r mit dem Millereffekt gegen Null transformieren. Der Widerstand R_r^{**} am Ausgang des Operationsverstärkers entfällt. Insgesamt ergibt sich jetzt für u_{NOP} :

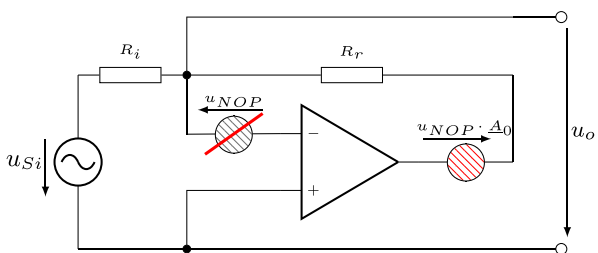
$$\begin{aligned}
 u_{Ni} | u_{NOP} &= u'_{NOP} + u''_{NOP} \cdot \frac{R_i}{R_r} - u'''_{NOP} \left(1 + \frac{R_i}{R_r^{**}} \right) \\
 &= \cancel{u'_{NOP}} + u''_{NOP} \cdot \frac{R_i}{R_r} - \cancel{u'''_{NOP}} - u'''_{NOP} \cdot \frac{R_i}{R_r} (1 + \underline{A}_0) \\
 &= \cancel{u''_{NOP} \cdot \frac{R_i}{R_r}} - \cancel{u'''_{NOP} \cdot \frac{R_i}{R_r}} - u'''_{NOP} \cdot \frac{R_i}{R_r} \cdot \underline{A}_0 \\
 u_{Ni} | u_{NOP} &= u_{NOP} \cdot \frac{R_i}{R_r} \underline{A}_0
 \end{aligned}$$

Das Minuszeichen bei der Verrechnung von u'''_{NOP} ergibt sich durch die andere Pfeilrichtung. Dieses Ergebnis erhält man aber viel einfacher durch die Multiplikation von u_{NOP} zum Ausgang des Operationsverstärkers (Abb. 6.27).

Diese Rauschspannung $u_{NOP} \cdot \underline{A}_0$ wird wie die Rauschspannung u_{NR_i} verschoben. Die gesamte äquivalente Rauschspannung $u_{Ni,Ges}$ ergibt sich jetzt zu:

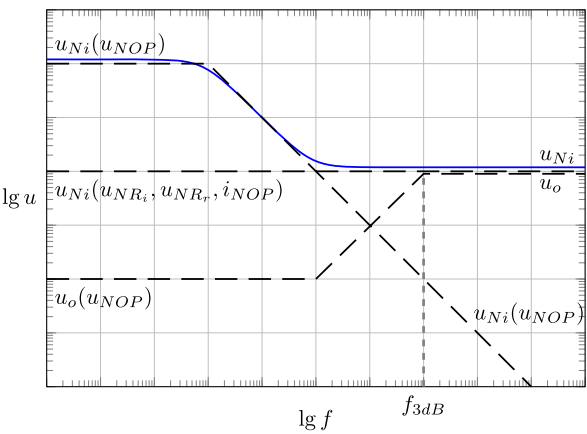
$$u_{Ni,Ges}^2 = u_{NR_i}^2 + u_{NR_r}^2 \left(\frac{R_i}{R_r} \right)^2 + i_{NOP}^2 \cdot R_i^2 + u_{NOP}^2 \cdot \left(\frac{R_i}{R_r} \right)^2 \cdot \underline{A}_0^2$$

Nur die Rauschspannung u_{NOP} erzeugt eine Frequenzabhängigkeit, bedingt durch $\underline{A}_0$. Sie

Abb. 6.27 Einfache Verrechnung von u_{NOP} 

ist bei tiefen Frequenzen dominierend. Die Abbildung 6.28 zeigt den prinzipiellen Frequenzverlauf aller Rauschspannungen.

Abb. 6.28 Bode-Diagramm der verschiedenen Rauschspannungen



Signal- und Rauschanalyse mit Quellenverschiebung

Elektronische Schaltungen grafisch gelöst

Zwick, A.; Zwick, J.; Nguyen, X.P.

2015, XXI, 235 S. 299 Abb., 10 Abb. in Farbe.,

Hardcover

ISBN: 978-3-642-54036-3